

**Untersuchung von großflächigen
THz-Emittern
und
Analyse von mehrschichtigen
Systemen mittels THz-Strahlung**

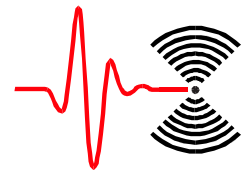
Diplomarbeit
von
Tobias Hahn

FACHBEREICH PHYSIK
JOHANN WOLFGANG GOETHE–UNIVERSITÄT
FRANKFURT AM MAIN

Oktober 2004

Diese Arbeit ist am

Physikalisches Institut
Arbeitsgruppe Ultrakurzzeitspektroskopie und Terahertz-Physik
Prof. Dr. Hartmut Roskos



an der



entstanden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Experimentelle Methoden	9
2.1	Grundlagen der Erzeugung und Detektion von THz-Strahlung	9
2.1.1	THz-Erzeugung in elektrooptischen Kristallen	10
2.1.2	THz-Erzeugung in elektrisch vorgespannten Halbleitern	12
2.1.3	Elektrooptische THz-Detektion	13
2.1.4	THz-Detektion mit einer Golay-Zelle	15
2.2	Die Messaufbauten	16
2.2.1	Der THz-Transmissionsaufbau	16
2.2.2	Der THz-Reflexionsaufbau	18
3	Großflächige THz-Emitter in gepulsten Lasersystemen	21
3.1	THz-Emission von großflächigen Emittlern	21
3.2	Messungen und Ergebnisse	27
3.2.1	Elektrooptische Messungen	28
3.2.2	THz-Pulsenergie-Messungen	33
4	Strukturuntersuchungen mit THz-Strahlung	41
4.1	Physikalische Grundlagen	41
4.2	Anwendung auf Zeitbereichsmessungen	46
4.3	Theoretische Überlegungen der Reflexion an kleinen Spalten	53
4.4	Versuche und Ergebnisse	56
4.4.1	Untersuchungen an Silizium	57
4.4.2	GaAs-Wafer mit mehreren unterschiedlich dotierten Schichten	58
4.4.3	Untersuchung an Vakuumfett und Paraffin	64
4.5	Anwendung der Schichtanalyse auf biologische Proben	69
5	THz-Antireflexbeschichtung	75
5.1	Das Silizium-Paraffin-Gemisch	75
5.1.1	Ausgangsmaterialien und Herstellung	76

5.1.2	Theoretische Überlegungen und experimentelle Bestimmung der Stoffeigenschaften eines Silizium-Paraffin-Gemisches im THz-Frequenzbereich	83
5.2	Brechungsindexanpassung in THz-Optiken	88
5.3	Antireflexbeschichtung für THz-Optiken	92
5.3.1	Physikalische Grundlagen einer Antireflexbeschichtung	92
5.3.2	Aufbau der Proben	94
5.3.3	Messungen und Ergebnisse	95
6	Fazit und Ausblick	101
	Literaturverzeichnis	103
	Danksagung	107
	Erklärung	109

1 Einleitung

Die vorliegende Diplomarbeit lässt sich dem Gebiet der Terahertz-Physik (THz-Physik) zuordnen, also dem Gebiet der Physik, das sich mit der Erzeugung und Detektion von Ferninfrarotstrahlung beschäftigt.

THz-Strahlung stellt dabei die Verbindung zwischen den elektromagnetischen Mikrowellen und den Wellen des infraroten Frequenzbereiches dar. Damit umfasst der THz-Bereich Frequenzen von etwa 100 GHz bis zu 100 THz .

Die Forschung, die sich mit diesem Frequenzbereich beschäftigt, ist mittlerweile stark differenziert. Dabei geht es auf der einen Seite um die Entwicklung neuer bzw. die Weiterentwicklung und Optimierung bestehender THz-Erzeugungs- und Detektionsverfahren, auf der anderen Seite geht es um die Frage nach den möglichen Anwendungsgebieten für die entwickelten THz-Techniken.

Entwickelt werden sowohl gepulste wie auch Dauerstrich-THz-Systeme, die auf einer Vielzahl verschiedener physikalischer Emissionsprozesse basieren. Die Anwendungsseite der THz-Forschung umfasst Gebiete wie die Spektroskopie, d.h. die Materialcharakterisierung und -untersuchung, aber auch komplexe biomedizinische Untersuchungsverfahren, wie z.B. die Krebsdiagnostik in der Onkologie.

In der Bandbreite der weltweiten THz-Aktivitäten befindet sich diese Arbeit sowohl im Bereich der Entwicklung von THz-Techniken als auch in dem eher anwendungsbezogenen Bereich:

Zunächst werden im zweiten Kapitel die verwendeten THz-Techniken und Messaufbauten vorgestellt, ebenso wie deren Funktionsweisen und speziellen Eigenschaften.

Das dritte Kapitel beschäftigt sich mit der experimentellen Untersuchung von großflächigen THz-Emitttern in gepulsten Lasersystemen. Diese weisen gegenüber den häufig verwendeten punktförmigen THz-Emitttern einige grundlegende Unterschiede auf. Diese Unterschiede sollen zunächst durch die in das Kapitel einführenden theoretischen Grund-

lagen herausgearbeitet und danach anhand eines elektrooptischen Emitters und eines elektrisch vorgespannten Halbleiteremitters überprüft werden.

In den folgenden Kapiteln wendet sich der Fokus dann mehr der Anwendung von THz-Strahlung zu. Dazu finden im vierten Kapitel Überlegungen und Experimente zu der Charakterisierung von, zunächst anorganischen, mehrschichtigen Systemen auf der Basis von Halbleiterstrukturen statt, die mit einem Ausblick auf eine biomedizinische Anwendung der THz-Strahlung, bei der Untersuchung von Zähnen, abgeschlossen werden.

Im fünften Kapitel soll ein Silizium-Paraffin-Gemisch auf seine Stoffeigenschaften untersucht werden. Für dieses Gemisch lassen sich die Stoffeigenschaften im THz-Bereich mittels des Mischungsverhältnisses der beiden Ausgangsmaterialien anpassen. Mögliche Anwendungen für ein solches Material sind indexangepasste Füllungen von Zwischenräumen, um störende Reflexionen an den jeweiligen Grenzflächen zu vermeiden; so wie die Konstruktion von Antireflexionsschichten für THz-Optiken. Beide Anwendungen werden in Form von Experimenten vorgestellt.

Abschließend werden alle Ergebnisse in einem Fazit zusammengefasst, und es erfolgt ein Ausblick auf weitere Untersuchungen.

2 Experimentelle Methoden

In diesem Kapitel geht es zunächst darum, mit welchen physikalischen Konzepten im weiteren Verlauf dieser Arbeit gearbeitet wird. Dazu ist es notwendig, auf die Theorie der Emission und Detektion von kohärenten THz-Pulsen einzugehen. Grundlegende technische Konzepte und die im weiteren verwendeten Messaufbauten zum zeitaufgelösten Messen von THz-Pulsen werden im Folgenden vorgestellt.

2.1 Grundlagen der Erzeugung und Detektion von THz-Strahlung

Historisch haben sich eine Reihe Emissions- und Detektionsverfahren für elektromagnetische Strahlung im THz-Frequenzbereich entwickelt. Gegenstand dieser Arbeit sollen die THz-Techniken, basierend auf gepulsten Lasersystemen mit ultrakurzen Laserpulsen, sein und insbesondere die Emissionsverfahren, basierend auf THz-Erzeugung in elektrooptischen Kristallen bzw. mittels vorgespannter Halbleiteremittern. Außen vor bleiben Emissionsverfahren, die auf lasergenerierten Plasmen basieren, sowie sämtliche Verfahren, die mit nicht gepulster, also kontinuierlicher, Strahlung im sog. Dauerstrichbetrieb (engl: cw - continuous wave) arbeiten.

Die Detektion von THz-Strahlung erfolgt in dieser Arbeit mittels der Technik der elektrooptischen Detektion, mit der sich zeitaufgelöst die elektrische Feldstärke und somit die zeitliche Form des THz-Pulses messen lässt. Alternativ findet eine Golay-Zelle Verwendung, mit der sich die Pulsenergie eines THz-Pulses bestimmen lässt.

2.1.1 THz-Erzeugung in elektrooptischen Kristallen

THz-Strahlung lässt sich durch das Beleuchten von elektrooptischen Kristallen durch ultrakurze ($t_{Puls} < 1\text{ ps}$) Laserpulse erzeugen. In Lasersystemen mit geringen Pulsenergien wird dabei der optische Anregepuls in den elektrooptischen Kristall fokussiert [1]. Dieser Fokus kann dann als Punktquelle für THz-Strahlung gesehen werden. In Verstärkerlasersystemen mit Pulsenergien deutlich über $500\text{ }\mu\text{J}$ muss aus zwei Gründen auf die Fokussierung in den elektrooptischen Kristall verzichtet werden:

Zum einen würde ein Fokussieren derartiger Laserpulse in einen Kristall diesen aufgrund der gewaltigen Feldstärken im optischen Puls zerstören, da die Feldstärken des optischen Pulses größer sind als die Feldstärken der Bindungen im Kristall; zum anderen befindet man sich bei diesen Intensitäten in einem Bereich, in dem die Effektivität der THz-Strahlungserzeugung nachlässt, da sich der Prozess schon in einem Bereich starker Sättigung befindet. Deshalb benutzt man in solchen Lasersystemen den nicht fokussierten bzw. sogar einen aufgeweiteten Laserstrahl, um die Kristalle zu beleuchten. Man erhält dementsprechend keine Punktquelle für die THz-Strahlung mehr, sondern man kann von einer Emitterfläche ausgehen, die ebene THz-Wellen abstrahlt.

Der Mechanismus der THz-Erzeugung im Kristall basiert dabei auf der sog. optischen Gleichrichtung in elektrooptischen Kristallen (dabei wurde für die Versuche Zinktellurid $[\text{ZnTe } \langle 110 \rangle]$ verwendet). Ausgangspunkt ist dabei ein ultrakurzer, intensiver Laserpuls mit einer entsprechend großen optischen Bandbreite der enthaltenen Frequenzen. Beleuchtet man damit einen nichtlinearen Kristall, so folgt die Polarisierung nicht mehr linear dem elektrischen Feld des optischen Laserstrahls, sondern auch die Terme höherer Ordnung der Suszeptibilität werden relevant. Die Polarisierung bekommt nichtlineare Komponenten. So folgt z.B. die Polarisierung zweiter Ordnung [2, 3]:

$$|P_2| \sim \varepsilon_0 \chi_2 E_{\omega_1} E_{\omega_2} = \varepsilon_0 \chi_2 E_{0\omega_1} E_{0\omega_2} \sin(\omega_1 t) \sin(\omega_2 t) \quad (2.1)$$

Dabei sind ω_1 und ω_2 zwei Frequenzen, die im Spektrum des optischen Pulses enthalten sind. Aufgrund des trigonometrischen Zusammenhangs [4]

$$\sin(\omega_1 t) \sin(\omega_2 t) = \frac{\cos(\omega_1 - \omega_2)t - \cos(\omega_1 + \omega_2)t}{2} \quad (2.2)$$

folgt

$$|P_2| \sim \varepsilon_0 \chi_2 E_{0\omega_1} E_{0\omega_2} \frac{\cos(\omega_1 - \omega_2)t - \cos(\omega_1 + \omega_2)t}{2} \quad (2.3)$$

Der nichtlineare Teil der Polarisierung zweiter Ordnung enthält Frequenzen, die sowohl der Summe, als auch der Differenz der im Laserstrahl enthaltenen Frequenzkomponenten entsprechen.

Da aber (einfach betrachtet) $E \sim \frac{\partial P}{\partial t}$ gilt, werden in einem nichtlinearen Kristall elektromagnetische Wellen der Frequenzen $\omega_1 - \omega_2$ und $\omega_1 + \omega_2$ erzeugt.

Interessant dabei sind für die THz-Erzeugung die Differenzfrequenzen, da in einem Laserpuls mit entsprechender Kürze und spektraler Bandbreite ausreichend viele Differenzfrequenzen im THz-Bereich liegen und somit THz-Strahlung erzeugt wird. Aber auch die Erzeugung von elektromagnetischen Wellen, deren Frequenzen durch die Addition zweier im optischen Puls enthaltenen Frequenzen bestimmt wird, ist in elektrooptischen Kristallen beobachtbar. Man kennt dieses Phänomen als Frequenzverdopplung.

Die Erzeugung wird noch durch Absorptionseffekte im Emittierkristall und Phasenfehlanpassungen aufgrund unterschiedlicher Ausbreitungsgeschwindigkeiten von THz-Strahlung und optischer Strahlung im Kristall geschmälert. Dabei ist zu beachten, dass die erzeugte THz-Strahlung im ZnTe-Kristall selbst schon wieder absorbiert wird, da dieser für THz-Strahlung und insbesondere für Frequenzen größer als $2,5 THz$ einen hohen Absorptionskoeffizienten hat [5], so dass die Eindringtiefen der THz-Strahlung, abhängig von der Frequenz, deutlich kleiner als die Kristalldicke sein können. Die Phasenfehlanpassung tritt auf, weil der optische Anregepuls und der erzeugte THz-Puls unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten haben. Optimal für die Erzeugung von THz-Strahlung ist es, wenn die Phasengeschwindigkeit der THz-Strahlung der Gruppengeschwindigkeit des optischen Laserpulses gleicht. Diese Bedingung ist über die Dispersion im elektrooptischen Kristall im Allgemeinen frequenzabhängig, so dass sie nicht für alle THz-Frequenzen gleichzeitig erfüllt sein kann [6].

Durch das großflächige Beleuchten des elektrooptischen Kristalls kann man aufgrund des Huygensschen Prinzips davon ausgehen, dass es sich bei dem emittierten THz-Puls um eine ebene Welle handelt [7], da der Durchmesser der beleuchteten Fläche um ein Vielfaches größer ist als die Wellenlänge der emittierten THz-Strahlung. Der Emitter kann also als eine Anordnung vieler einzelner Punktemitter angesehen werden, deren emittierte Wellenfronten sich zu einer einzigen ebenen Wellenfront überlagern.

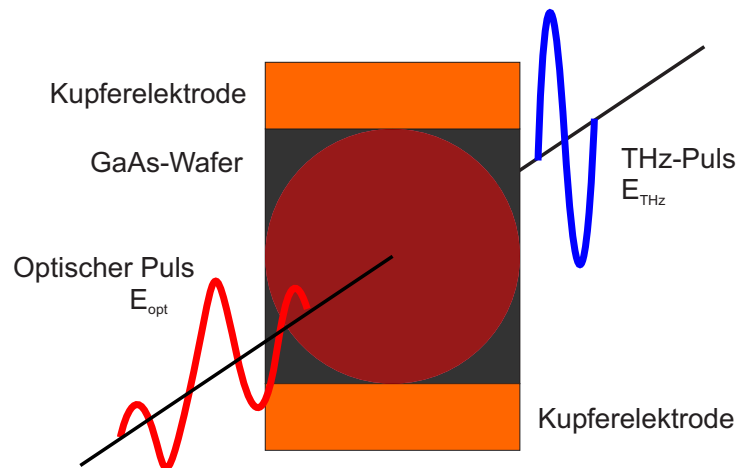


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der THz-Emission an einem vorgespannten Halbleiter. Der aufgeweitete Laserpuls beleuchtet großflächig den Halbleiter-Wafer, Elektronen werden in das Leitungsband gehoben und von dem, an den Kupferelektroden anliegenden, statischen elektrischen Feld beschleunigt. Der dadurch entstehende zeitabhängige Strom emittiert eine elektromagnetische Welle im THz-Frequenzbereich.

2.1.2 THz-Erzeugung in elektrisch vorgespannten Halbleitern

Die Erzeugung von THz-Strahlung in großflächigen Halbleiter unter elektrischer Vorspannung basiert darauf, dass ein Halbleiter-Wafer mit einem ultrakurzen intensiven Laserpuls beleuchtet wird. Durch diesen optischen Anregepuls werden Elektronen aus dem Valenzband des Halbleiters in das Leitungsband gehoben, wo sie aufgrund der anliegenden Spannung beschleunigt werden [8].

Aufgrund der Kürze des Anregepulses, liegen die durch das Beschleunigen der Ladungsträger emittierten elektromagnetischen Wellen im THz-Frequenzbereich; die Antenne emittiert also THz-Strahlung. Diese THz-Strahlung kann nach dem Huygensschen Prinzip ebenfalls als ebene Wellenfront betrachtet werden, da über die gesamte Emitterfläche gleichzeitig die THz-Wellen abgestrahlt werden [7].

Vor dem nächsten Anregepuls, rekombinieren alle angeregten Elektronen wieder, und der Zyklus beginnt von neuem.

Man greift bei der Erzeugung von THz-Strahlung unter Verwendung von Lasersystemen mit hohen Pulsenergien aus ähnlichen Gründen auf großflächige Emittoren zurück, wie auch bei der optischen Gleichrichtung, da man auch hier Sättigungsprobleme bei der Fokussierung in einem Punkt auf dem Halbleiter hat und ebenfalls die Gefahr einer Zerstörung

der Antenne besteht. Diese Sättigungseffekte treten bei elektrisch vorgespannten Halbleitern, und insbesondere dem in dieser Arbeit verwendeten Gallium-Arsenid, in noch viel stärkerem Maße auf als bei der THz-Erzeugung in elektrooptischen Kristallen.

2.1.3 Elektrooptische THz-Detektion

Die elektrooptische Detektion von THz-Strahlung basiert im Wesentlichen auf der Messung der Veränderung des Brechungsindex eines elektrooptischen Kristalls unter einem äußeren elektrischen Feld. Für kleine elektrische Felder ist diese Veränderung linear zum angelegten Feld, und man spricht vom Pockels-Effekt (linearer elektrooptischer Effekt). Abhängigkeiten höherer Ordnung (z.B. quadratische Abhängigkeit [Kerr-Effekt]) können bei den am Kristall anliegenden Feldern vernachlässigt werden. Sie werden erst für größere Feldstärken relevant. Durch Messung dieser Brechungsindexänderung kann man also auf die am Kristall anliegende elektrische Feldstärke schließen.

Das am Kristall anliegende elektrische Feld ist bei der elektrooptischen THz-Detektion das elektrische Feld der THz-Strahlung, das in einen Punkt auf dem Kristall fokussiert wird.

Ein ebenfalls in denselben Punkt fokussierter optischer Abfragepuls ermöglicht das Auslesen der Brechungsindexänderung. Da der Abfragelaserpuls sehr kurz ist, im Vergleich zu dem THz-Puls, kann das elektrische Feld des THz-Pulses für den Moment des optischen Pulses als statisch (man spricht auch von quasistatisch) angesehen werden.

Die Auswirkungen auf den optischen Abfragepuls sind dabei abhängig von der Polarisierung. Der Teil des optischen Pulses, der parallel zu der Polarisierung des elektrischen Feldes der THz-Strahlung steht, nimmt die Veränderung des Brechungsindex wahr; der Teil des optischen Strahls, der senkrecht zu der THz-Strahlung polarisiert ist, nimmt keine Veränderung des Brechungsindex wahr. Der ohne äußeres Feld isotrope ZnTe-Kristall wird also doppelbrechend. Durch diese Brechungsindexänderung in der einen Polarisationsrichtung, wird aus dem linear polarisierten Abfragepuls ein elliptisch polarisierter Puls, wobei die Stärke der Elliptizität ein Maß für die Feldstärke der THz-Strahlung im Kristall ist [9, 10, 11].

Diese Elliptizität kann man mittels eines Analysators, also einer $\lambda/4$ -Platte, einem polarisierenden Strahlteiler und zweier Photodioden messen (vgl. dazu Abbildung 2.2). Durch Drehung der $\lambda/4$ -Platte gleicht man die an den Dioden ankommende Intensität zunächst

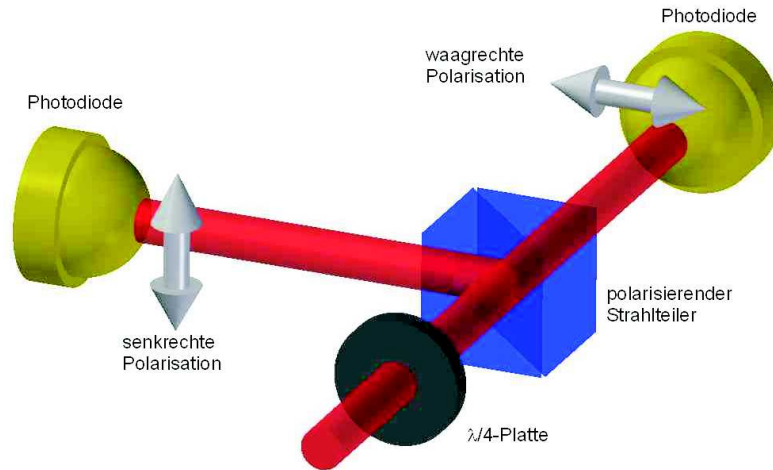


Abbildung 2.2: Aufbau des Analysators. Die Änderung der Intensitäten der einzelnen Polarisationen (horizontal und vertikal) werden durch zwei Photodioden gemessen und zusammen in einem Differenzendetektor ausgewertet.

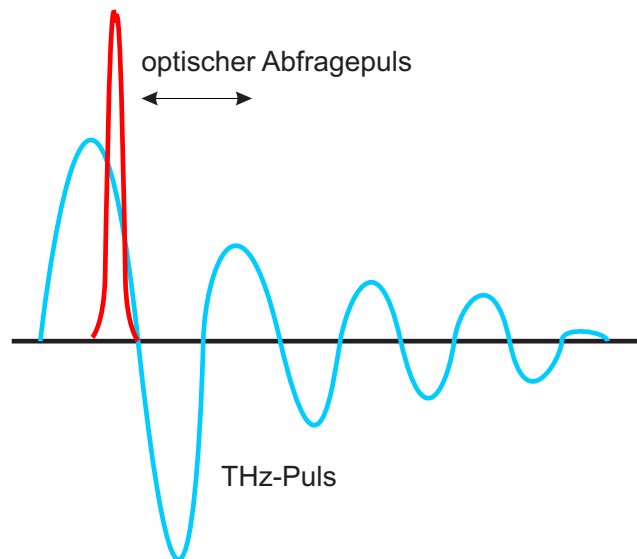


Abbildung 2.3: Durch eine Verzögerungsstrecke, die der optische Abfragepuls durchläuft, kann die relative Position des THz- und des optischen Pulses gegeneinander verschoben werden. Gemessen wird die jeweilige Feldstärke des THz-Pulses zum Zeitpunkt des optischen Pulses.

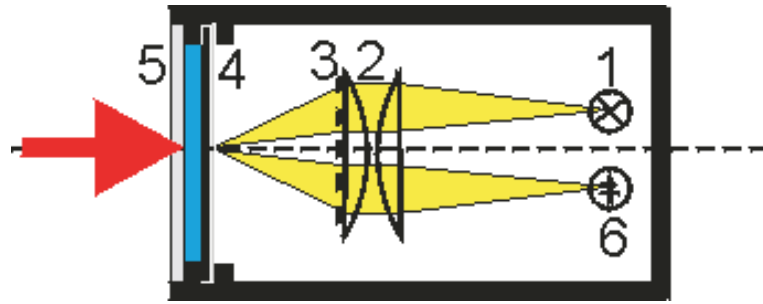


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau einer Golay-Zelle. Die auf die elastische Membran (4) auftreffende Strahlung erwärmt das Gas in Kammer (5), das sich ausdehnt und damit den optischen Weg des von der Leuchtdiode (1) ausgehenden Lichts durch die Optik (2) und Gitter (3) verändert und damit eine gemessenen Intensitätsveränderung am Detektor (6) hervorruft, die abhängig von der auf die Membran auftreffende Intensität ist.

ohne THz-Strahlung ab, so dass die letztlich gemessene Differenz der Intensitäten Null ist. Ändert man nun die elektrische Feldstärke am elektrooptischen Kristall, und damit die Polarisation des Abfragelaserpulses, so werden sich die gemessenen Intensitäten der einzelnen Polarisationen nach Trennung durch den polarisierenden Strahlteilerwürfel ändern, und die Differenz wird letztlich von Null abweichen. Der Zusammenhang des gemessenen Signals, abhängig von der augenblicklichen THz-Feldstärke im Detektorkristall, ist nicht linear, basiert jedoch auf einer Kombination von trigonometrischen Funktionen, die aber für kleine Polarisationsänderungen in erster Ordnung als linear angesehen werden können.

Die zeitliche Abfrage des gesamten THz-Pulses geschieht letztlich durch eine kontrollierte Verzögerung des Abfragepulses mittels einer Verzögerungsstrecke (Delaystage), wodurch es möglich ist, den THz-Puls und den optischen Abfragepuls gegeneinander zu verschieben und somit in der Detektion für alle gewünschten Zeiten sensitiv zu werden (vgl. Abbildung 2.3). Dabei kann man der Streckenänderung, die der Abfragepuls gegenüber dem THz-Puls erfährt, eine Zeitdifferenz zuordnen und das THz-Signal im Zeitbereich aufzeichnen.

2.1.4 THz-Detektion mit einer Golay-Zelle

Eine Golay-Zelle als Detektor für THz-Strahlung misst im Gegensatz zu elektrooptischen Detektoren lediglich die Intensität der THz-Strahlung, also die optische Leistung, die in die Golay-Zelle eingestrahlt wird und nicht, wie die elektrooptische Messung, Amplitude und Phase der THz-Welle. Dennoch hat sie den entscheidenden Vorteil, dass sie durch eine vorhergehende Herstellerkalibrierung einen verlässlichen Wert für die eingestrahlte

Leistung liefert, der sich zwar im Prinzip auch auf elektrooptischem Wege messen ließe, allerdings nicht die Schwierigkeit in sich birgt, die Geometrien des Messaufbaus in die Kalibration mit einzubeziehen, da die THz-Feldstärke im Fokus natürlich von der Fokusslänge der abbildenden Optiken abhängt und damit auch sehr anfällig für zahlreiche optische Abbildungsfehler ist.

Das Grundprinzip, nach dem eine Golay-Zelle arbeitet, ist einfach und lässt sich anhand von Abbildung (2.1.4) erläutern [12, 13]:

Die einfallende elektromagnetische (THz-; aber auch Infrarot- etc.) Strahlung fällt durch das Diamantfenster (5) auf die rückseitige Membran (4), wo sie absorbiert wird. Die dadurch erzeugte Wärme sorgt für eine Ausdehnung des Gases in der Kammer zwischen dem Fenster auf der Vorderseite und der rückseitigen Membran. Die Ausdehnung des Gases verformt die Membran.

Diese Verformung wird optisch ausgelesen. Dazu wird das Licht einer LED (1) durch eine abbildende Optik (2) zunächst auf ein Gitter (3) und dann auf die verspiegelte Rückseite der Membran gelenkt. Dort wird das Licht reflektiert, passiert erneut zunächst Gitter und Optik und wird von einer Photodiode (6) detektiert. Durch die Verformung der Membran ändert sich die optische Intensität des von der Photodiode detektierten Lichts der LED, weil sich die Abbildungen der Gitter gegeneinander verschieben; die detektierte Helligkeit ist also eine Funktion der Verformung der Membran.

2.2 Die Messaufbauten

Die Messungen dieser Arbeit wurden an zwei verschiedenen Messaufbauten durchgeführt. Der wesentliche Unterschied zwischen diesen Aufbauten ist, dass es sich bei dem einen um eine Messgeometrie für Transmissionsmessungen handelt; bei dem anderen handelt es sich um ein Setup in Reflexionsgeometrie. Im Folgenden sollen beide vorgestellt werden:

2.2.1 Der THz-Transmissionsaufbau

Das verwendete Setup besteht im Wesentlichen aus einem Verstärkerlasersystem mit ultrakurzen Lichtpulsen, einem THz-Emitter, einer THz-Strahlführung, dem THz-Detektor und aus einer zweiten Strahlführung für den Abfragepuls.

Bei dem verwendeten Laser handelt es sich um ein kommerzielles Lasersystem Clark-MXR CPA 2001 auf der Basis eines Titan:Saphir Verstärkerlaser (Ti:Sa), der von einem Neodym:Yttrium-Aluminium-Granat Laser (Nd:YAG) gepumpt wird. Der Laser arbeitet nach dem „Chirped-Puls-Amplification“ Verfahren (CPA), wobei ein 150 femtosekunden Seed-Puls aus einem Faserlaser mit geringer Pulsenergie (in der Größenordnung einiger Nanojoule) zunächst im Stretcher zeitlich auseinandergezogen wird. Dieser nunmehr nanosekundenlange Puls wird dann im Ti:Sa-Kristall verstärkt und später wieder auf die ursprüngliche zeitliche Länge komprimiert. Das Verfahren dient dazu, die Spitzenleistung im Resonator klein zu halten, um eine Beschädigung des Ti:Sa-Kristalls zu vermeiden. Immerhin hat ein solcher optischer Laserpuls eine Spitzenleistung von 10 *GW* bei einer Pulslänge von 150 *fs* und einer Pulsenergie von 850 μ W. Zusammen mit einer Wiederholrate von 1 *kHz* ergibt das eine durchschnittliche Ausgangsleistung von 850 *mW*. Die Zentralwellenlänge des Lasers beträgt 775 *nm*.

Nach dem Verlassen des Lasers wird der Laserstrahl zunächst an einem 90:10-Strahlteiler in einen Anregepuls (Pump-Puls) und einen Abfragepuls (Probe-Puls) aufgeteilt. Dem Pumpstrahl wird dann in einem synchronisiertem Lichtzerhacker eine 500 *Hz* Frequenz aufgeprägt. Dies dient der späteren Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses durch Verwendung der LockIn-Messtechnik. In einem Teleskop wird der Anregepuls dann noch nach Bedarf aufgeweitet und trifft danach auch entweder den elektrooptischen Emitterkristall (ZnTe) oder den mit $1 \frac{kV}{cm}$ (3 *kV* Spannung bei einer Distanz zwischen den Kontakten von 3 *cm*) vorgespannten GaAs-Wafer, wo die THz-Strahlung emittiert wird. Aufgrund der Größe der jeweiligen Emitter (die deutlich größer ist als die Wellenlänge der abgestrahlten THz-Strahlung) geht man davon aus, dass sie ebene THz-Wellen emittieren. Die THz-Strahlung wird nun zunächst durch einen Parabolspiegel in einem Zwischenfokus, der der Analyse des Strahls bzw. zur punktuellen Untersuchung einer Probe dient, fokussiert. Ein weiterer Parabolspiegel macht aus dem fokussierten THz-Strahl wieder einen parallel verlaufenden Strahl, und ein dritter Parabolspiegel dient der Fokussierung in den Detektorkristall bzw. in die Golay-Zelle. Im Falle der Detektion mittels eines ZnTe-Kristalls wird zuvor noch im parallelen Strahlverlauf der Abfragestrahl eingekoppelt. Dies geschieht mittels eines THz-transparenten und optische Strahlung teilreflektierenden Pellicles (einer dielektrisch beschichteten Folie).

Alle elektrooptisch gemessenen THz-Signale werden zeitaufgelöst und automatisiert gemessen. Dabei wird die jeweilige THz-Feldstärke abhängig von der Position der Verzögerungsstrecke (Delay-Stage) aufgezeichnet, und die Position der

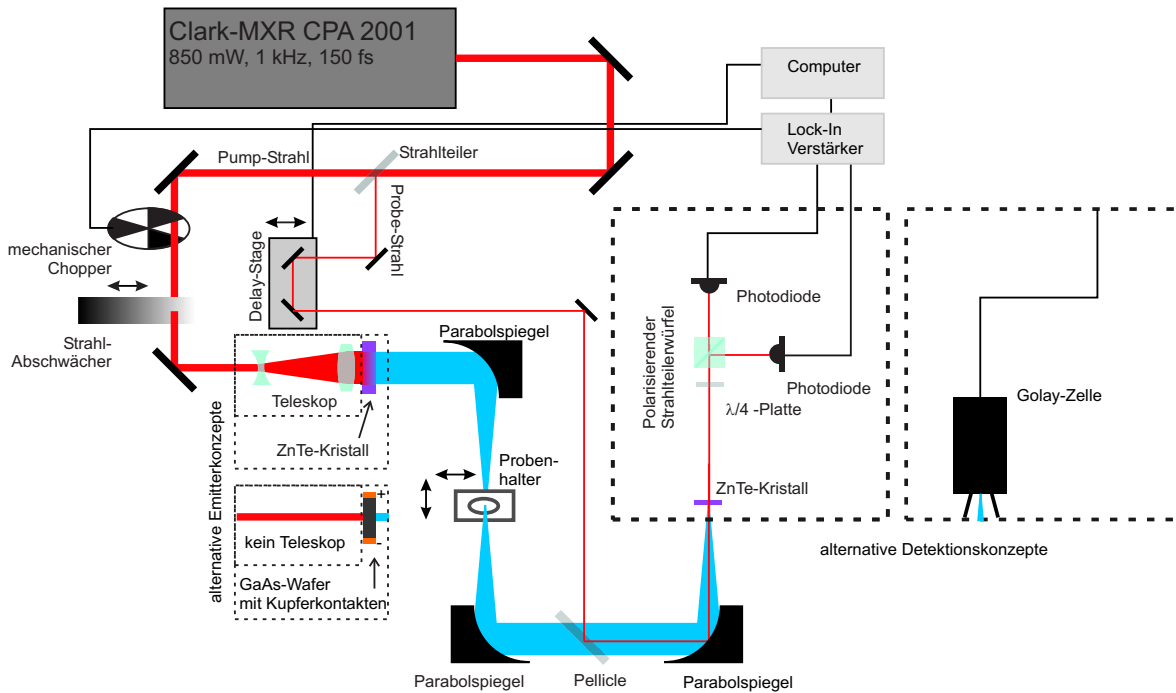


Abbildung 2.5: THz-Messaufbau in Transmissionsgeometrie. Alternative Emissions- und Detektionsmöglichkeiten sind in den gestrichelt-umrandeten Kästen zu sehen.

Verzögerungsstrecke über die Vakuumlichtgeschwindigkeit in eine Zeitdifferenz umgerechnet. Zur Messung der THz-Pulsenergien mit der Golay-Zelle wird die Lichtzerhackerfrequenz auf 20 Hz verringert (optimaler Arbeitsbereich der Golay-Zelle), und die THz-Leistungsdaten werden manuell aufgenommen.

2.2.2 Der THz-Reflexionsaufbau

Der THz-Reflexionsaufbau unterscheidet sich dahingehend von dem Versuchsaufbau in Transmissionsgeometrie, dass nicht die Transmissionseigenschaften einer Probe gemessen werden, sondern die Reflexionseigenschaften. Dabei steht man vor dem Problem, dass die von der Probe reflektierte Strahlung (zumindest in der gezeigten senkrechten Reflexionsgeometrie) auf demselben Strahlpfad zurückläuft, auf dem sie schon zuvor auf die Probe gefallen ist. Das führt dazu, dass man als zusätzliche Komponente einen 50:50 THz-Strahlteiler in das Setup einfügen muss. Der Teil der THz-Strahlung, der den Strahlteiler vom Emitter kommend durchläuft, wird durch den Parabolspiegel auf die Probe fokussiert. Der vom Strahlteiler reflektierte Teil ist für die Messung verloren. Nach der Reflexion an der Probe wird der Strahl von demselben Parabolspiegel, von dem er gekommen ist,

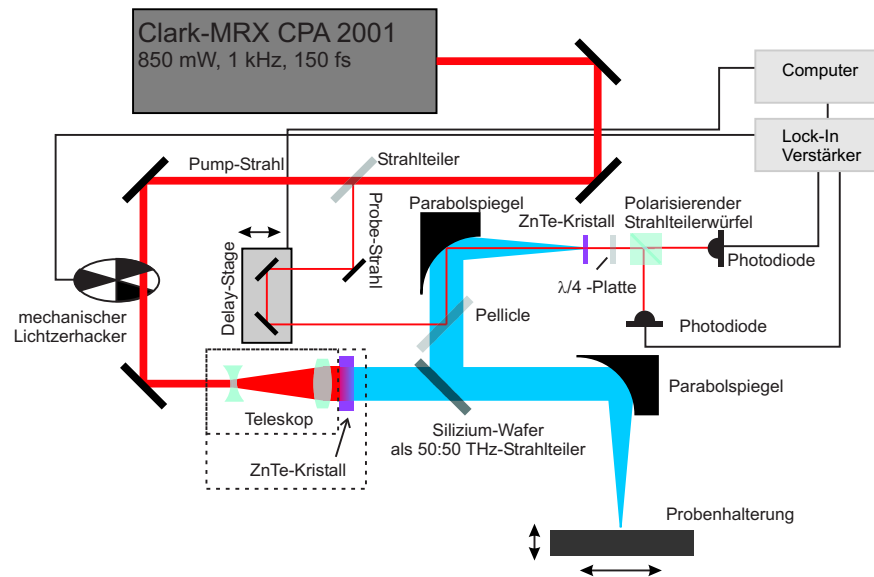


Abbildung 2.6: THz-Messaufbau in Reflexionsgeometrie. Alternative Emissionmöglichkeiten sind in den gestrichelt-umrandeten Kästen zu sehen.

wieder parallelisiert. Der zurücklaufende Parallelstrahl trifft erneut auf den Strahlteiler und wird nochmals aufgeteilt. Der Teil, der den Strahlteiler durchläuft, ist ebenfalls für die Messung verloren. Nur der Teil, der vom Strahlteiler reflektiert wird, kann letztlich im Detektor registriert werden. Da der Strahlteiler also einmal transmittiert werden muss und einmal die Reflexion ausgenutzt wird, dabei in beide Richtungen ein Leistungsverlust von 50 % in Kauf genommen werden muss, erreichen nur 25 % der ursprünglichen Intensität den Detektor, was eine Halbierung der gemessenen Amplituden des elektrischen Feldes der THz-Strahlung gegenüber einem vergleichbaren Transmissionssetup bedeutet. Zudem beinhaltet das Reflexionssetup nicht mehr die Möglichkeit, den Messaufbau durchgehend optisch zu justieren, da der als THz-Strahlteiler verwendete Silizium-Wafer optisch nicht transparent ist.

3 Großflächige THz-Emitter in gepulsten Lasersystemen

Die Verwendung von großflächigen¹ THz-Emitttern auf der Basis von gepulsten Lasersystemen mit hohen Pulsenergien und niedrigen Wiederholraten ist notwendig, um unerwünschte Effekte, wie Sättigung oder Zerstörung der Emitter, vorzubeugen, indem die Flächenenergiedichte des optischen Strahls auf dem Emitter durch die größere beleuchtete Fläche verringert wird [14].

Für diese großflächigen Emitter gilt es im folgenden Kapitel, die Propagation durch die THz-Optiken der vorgestellten Systeme zu berechnen, um letztlich die im Detektor elektrooptisch gemessenen Signale mit den theoretischen Erwartungen vergleichen zu können. Diese Untersuchung erstreckt sich auf die beiden in Kapitel 2 vorgestellten Emittertypen und soll einen Vergleich der Vor- und Nachteile dieser ermöglichen.

3.1 THz-Emission von großflächigen Emitttern

Bei der elektrooptischen Messung von THz-Strahlung wird, über die in Kapitel 2 verwendeten Techniken, die elektrische Feldstärke des THz-Pulses im Emitterkristall zeitaufgelöst bestimmt. Dazu wird die THz-Strahlung mit einem Parabolspiegel in einen Detektorkristall fokussiert. Die Größe des verbleibenden Strahlradius im Fokus und damit auch die Größe der detektierten THz-Feldstärke ist dabei von mehreren Faktoren abhängig. Darunter fallen die Geometrie des Messaufbaus (z.B. von der Fokusslänge des verwendeten Parabolspiegels; Verwendung von 2- f -Geometrien² oder nicht; etc.), als auch die im Puls enthaltenen Wellenlängen der erzeugten THz-Strahlung (Wellen mit einer geringeren Wel-

¹Großflächig meint dabei, dass die Emitterausmaße senkrecht zur Strahlrichtung um ein Vielfaches größer sind als die Wellenlänge der emittierten Strahlung.

²Emitter bzw. Strahltaillen und Foci haben immer den Abstand f vom abbildenden Element im Strahl.

lenlänge lassen sich bei sonst gleichen Bedingungen härter fokussieren als Wellen mit einer größeren Wellenlänge) [15].

Im Folgenden soll nun, basierend auf der Herleitung in der Dissertation Löfflers [14], zunächst eine geschlossene Beschreibung der zu erwartenden Feldstärke im Emittterkristall, abhängig von der Geometrie des Systems, angefangen bei dem optischen Laserpuls, dargestellt werden.

Betrachtet wird dabei zunächst das von einer Teilfläche des Emitters abgestrahlte elektrische Feld, direkt hinter dem Emitter. Es kann folgendermaßen beschrieben werden [14]:

$$E_{THz}(t) = K_{eff} T_{norm}(t) W_{opt} \quad (3.1)$$

mit

$$\int_{-\infty}^{\infty} (T_{norm}(t))^2 dt = 1 \quad (3.2)$$

$$W_{opt} = \frac{\Delta J_{opt}}{\Delta A_{opt}} \quad (3.3)$$

Dabei gibt T_{norm} die zeitliche Form des THz-Pulses an, K_{eff} ist eine Art Konversionseffizienz, die für den verwendeten Emitter angibt, wie stark das erzeugte elektrische Feld pro Flächenenergiedichte ist, und W_{opt} beschreibt die optische Flächenenergiedichte des Laserstrahls. ΔA_{opt} bezeichnet das betrachtete Teilstück auf dem Emitter, und ΔJ_{opt} ist der Teil der Laserpulsenergie, die auf die betrachtete Teilfläche wirkt. Daraus ergibt sich die optische Flächenenergiedichte W_{opt} .

In der weiteren Ausführung soll davon ausgegangen werden, dass sowohl T_{norm} , als auch K_{eff} unabhängig von W_{opt} seien. Das ist der Fall, wenn die verwendeten THz-Emitter kein Sättigungsverhalten aufweisen. Die Tatsache, dass insbesondere die Konversionseffizienz K_{eff} mit zunehmender Laserintensität im Allgemeinen abnimmt, soll erst in der experimentellen Untersuchung der dargestellten Sachverhalte wieder aufgegriffen werden und wird vorerst für die Theorie vernachlässigt.

Die betrachtete Teilfläche sei so groß, dass man von einer Abstrahlung einer ebenen Welle nach dem Huygensschen Prinzip ausgehen darf.

Nach dem Poynting-Theorem folgt daraus für das elektrische Feld nach (3.1) die THz-Flächenenergiedichte [14]:

$$W_{THz} = c_0 \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} (E_{THz}(t))^2 dt \quad (3.4)$$

$$= c_0 \epsilon_0 K_{eff}^2 W_{opt}^2 \quad (3.5)$$

Dabei sei W_{THz} die THz-Flächenenergiedichte, c_0 die Vakuumlichtgeschwindigkeit und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante.

Der Pump-Laserstrahl weist im Querschnitt ein gaussförmiges Intensitätsprofil auf. Ein solches Intensitätsprofil lässt sich folgendermaßen beschreiben [16]:

$$W_{opt}(r) = \frac{2J_{opt}}{A_{opt}} \exp\left(-\frac{2r^2}{r_{opt}^2}\right) \quad (3.6)$$

mit

$$A_{opt} = \pi r_{opt}^2 \quad (3.7)$$

Dabei ist r_{opt} der $\frac{1}{e^2}$ Radius des optischen Pulses, also der Radius bis zu dem die optische Intensität auf $\frac{1}{e^2}$ der Intensität auf der optischen Achse abgefallen ist, A_{opt} ist die dazugehörige Fläche des optischen Pulses und J_{opt} bezeichnet die Pulsenergie eines Laserpulses.

Setzt man (3.6) in Gleichung (3.5) ein, so ergibt sich für die Intensitätsverteilung des THz-Pulses Folgendes [14]:

$$W_{THz}(r) = c_0 \epsilon_0 K_{eff}^2 \frac{2J_{opt}^2}{A_{opt}^2} \exp\left(-\frac{4r^2}{r_{opt}^2}\right) \quad (3.8)$$

$$= \frac{2J_{THz}}{A_{THz}} \exp\left(-\frac{2r^2}{r_{THz}^2}\right) \quad (3.9)$$

mit:

$$J_{THz} = c_0 \epsilon_0 K_{eff}^2 \frac{J_{opt}^2}{A_{opt}} \quad (3.10)$$

$$= W_{THz} A_{THz}$$

$$r_{THz} = \frac{1}{\sqrt{2}} r_{opt} \quad (3.11)$$

$$A_{THz} = \pi r_{THz}^2 = \frac{1}{2} A_{opt}$$

Bei diesen Gleichungen meint A_{THz} die Querschnittsfläche der emittierten THz-Strahlung, basierend auf dem $\frac{1}{e^2}$ THz-Radius r_{THz} . Analog zu (3.6) bezeichnet J_{THz} die Pulsenergie eines THz-Pulses.

Als Ergebnis aus diesen Rechnungen bleibt festzuhalten, dass aufgrund der quadratischen Abhängigkeit der THz-Flächenenergiedichte von der optischen Flächenenergiedichte, sich die Querschnittsfläche der THz-Strahlung im Vergleich zu der optischen Strahlung um einen Faktor 2 verringert. Außerdem gibt es einen antiproportionalen Zusammenhang zwischen der Pulsenergie der emittierten THz-Pulse J_{THz} und der optisch beleuchteten Fläche bei konstanter optischer Pulsenergie. Das bedeutet, dass die beleuchtete Fläche auf einem Emitter möglichst klein gehalten werden sollte, solange nur THz-Pulsenergien gemessen werden und solange Sättigungseffekte durch hohe optische Flächenenergiedichten vernachlässigt werden können.

Für die zeitaufgelöste Messung der elektrischen Feldstärke der THz-Pulse gilt dieses Ergebnis nicht. Vielmehr müssen die Abbildungseigenschaften des Systems und deren Auswirkungen auf die elektrischen Feldstärken der propagierenden Strahlung berücksichtigt werden.

Bei der Propagation eines gaussförmigen Strahls durch ein fokussierendes Element mit der Brennweite f , wobei sowohl der Emitter der Strahlung als auch der Detektor sich jeweils im Abstand f von dem fokussierenden Element entfernt befinden ($2f$ -Geometrie), gilt für den Strahlradius im Fokus des abbildenden Elementes Folgendes [16]:

$$r_{det} = \frac{2c_0 f}{\omega_{THz} r_{THz}} \quad (3.12)$$

r_{det} meint dabei den $\frac{1}{e^2}$ Radius der THz-Strahlung im Fokus des abbildenden Elementes.

tes. Dieser Radius ist jedoch abhängig von der jeweiligen Frequenzkomponente der THz-Strahlung ω_{THz} .

Aus diesem Zusammenhang folgt, dass sich ein Strahl mit größerer Apertur härter fokussieren lässt, und dass höhere Frequenzkomponenten ebenfalls härter zu fokussieren sind. Der Index „det“ bezieht sich dabei auf den jeweiligen Wert der Variablen am Detektor, der im Fokus des abbildenden Elementes platziert ist.

Dabei ist zu beachten, dass nur in der 2- f -Geometrie gewährleistet ist, dass alle Frequenzen in demselben Abstand vom abbildenden Element fokussiert werden. Ein, wie im Experiment zu Analysezwecken verwendeter, Zwischenfokus beeinträchtigt dieses Ergebnis nicht, solange nur immer die Abstände zwischen den Foci und den abbildenden Elementen immer f beträgt.

Um nun noch von der bekannten Strahlgeometrie hinter dem fokussierenden Element auf die Feldamplituden im Fokus schließen zu können, beginnt man mit einer Betrachtung im Frequenzraum. Zunächst muss gelten, dass sich die Feldamplituden der einzelnen Frequenzen bei der Fokussierung umgekehrt proportional zum Strahlradius verhalten. Das folgt aus der Energieerhaltung und dem Pointing-Theorem [14]:

$$E_{det}(\omega_{THz}, r = 0) = E_{THz}(\omega_{THz}, r = 0) i \frac{\omega_{THz} r_{THz}^2}{2c_0 f} \quad (3.13)$$

$r = 0$ deutet dabei an, dass sich die Betrachtung auf das Zentrum des Strahls konzentriert, was auch im Weiteren fortgesetzt werden soll. i deutet einen Phasensprung um $\frac{\pi}{2}$ an.

Um von der Beschreibung der Feldamplituden der einzelnen Frequenzkomponenten auf eine Beschreibung im Zeitbereich zu kommen, ist noch eine Fourier-Transformation nötig [14]:

$$E_{det}(t) = F^{-1} \left\{ E_{THz}(\omega_{THz}) i \frac{\omega_{THz} r_{THz}^2}{2c_0 f} \right\} \quad (3.14)$$

$$= F^{-1} \left\{ F \{ E_{THz}(t) \} i \frac{\omega_{THz} r_{THz}^2}{2c_0 f} \right\} \quad (3.15)$$

$$= \frac{r_{THz}^2}{2c_0 f} F^{-1} \{ i \omega_{THz} F \{ E_{THz}(t) \} \} \quad (3.16)$$

$$= \frac{r_{THz}^2}{2c_0 f} \frac{d}{dt} E_{THz}(t) \quad (3.17)$$

Setzt man in dieses Ergebnis in die Beschreibung des THz-Signals am Emitter (3.1 und 3.3) ein, so ergibt sich:

$$E_{det}(t) = \frac{r_{THz}^2}{2c_0 f} \frac{d}{dt} \left[K_{eff} \frac{2J_{opt}}{A_{opt}} T_{norm}(t) \right] \quad (3.18)$$

$$= \frac{J_{opt}}{\pi c_0 f} K_{eff} \frac{d}{dt} T_{norm}(t) \quad (3.19)$$

Damit kann die THz-Feldamplitude im Strahlmittelpunkt am Detektorkristall bei bekannter Konversionseffizienz K_{eff} und bekannter zeitlicher Signalform der emittierten THz-Strahlung $T_{norm}(t)$ beschrieben werden.

Dabei ist zu beachten, dass die gemessene elektrische Feldstärke im Detektor-Kristall auf der optischen Achse unabhängig von der beleuchteten Fläche des Emitterkristalls ist. Für reale Messungen mit einem optischen Abfragestrahl endlicher Breite trifft das ebenfalls zu, da der Fokus dieses Abfragestrahls im Verhältnis zum Fokus des THz-Pulses sehr klein ist³ und somit nur die elektrische Feldstärke im Zentrum des THz-Fokus abfragt.

Dieses Ergebnis ist spezifisch für eine elektrooptische Detektion von THz-Strahlung und kann nicht auf andere Detektionsverfahren verallgemeinert werden. So erwartet man bei einer Pulsenergiemessung, z.B. mittels einer Golay-Zelle nach Gleichung (3.10), eine inverse Abhängigkeit der gemessenen THz-Pulsenergien von der beleuchteten Fläche.

Anschaulich klar wird dieses Resultat, wenn man sich die elektrischen Feldstärken, abhängig vom Abstand zum Mittelpunkt für zwei verschiedene Strahlgrößen und damit

³Das liegt an der kürzeren Wellenlänge der optischen Strahlung und der damit verbundenen besseren Fokussierbarkeit, trotz derselben abbildenden Optik.

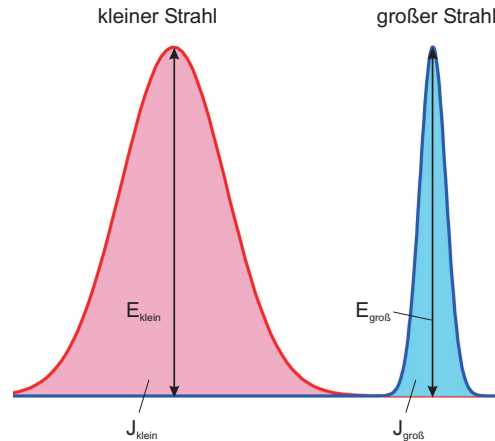


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Feldstärken im Fokusquerschnitt für einen THz-Strahl, erzeugt von einem Pump-Strahl mit kleiner und großer Apertur. Trotz gleicher Größe der Amplituden im Zentrum, ist die Pulsenergie des THz-Pulses, der durch den kleinen optischen Puls erzeugt wurde, größer als bei einem großen optischen Puls gleicher Pulsenergie.

für verschiedene beleuchtete Flächen, betrachtet:

Der kleinere Strahl erzeugt zwar mehr THz-Pulsenergie; diese verteilt sich aber auf einen größeren Raum im Fokus, da der kleine Strahl keine so guten Fokussierungseigenschaften hat wie der große Strahl. Die Feldstärke im Fokus und auf der optischen Achse sind im Endeffekt bei beiden Strahlgrößen gleich groß, da der Gewinn an THz-Leistung durch kleinere optische Pump-Strahlen vollständig durch die schlechteren Fokussierungseigenschaften kompensiert wird.

3.2 Messungen und Ergebnisse

Die theoretischen Zusammenhänge des vorherigen Unterkapitels sollen im Folgenden experimentell anhand der in Kapitel 2 vorgestellten Emitttern und den beiden Detektortypen überprüft werden.

Die Messungen finden im Transmissionsaufbau (vgl. Abbildung 2.5) statt. Dabei werden alle gezeigten Alternativen verwendet. Um verschiedene Strahlgrößen zu realisieren, wird sowohl ohne vergrößerndes Teleskop mit einem optischen Strahlradius von $r_{opt} = 4 \text{ mm}$ gearbeitet als auch mit einem vergrößerndem Teleskop, um einen Strahlradius von $r_{opt} = 12 \text{ mm}$ zu realisieren. Mit diesen drei Strahlgrößen können dann die beiden Emitter Zink-

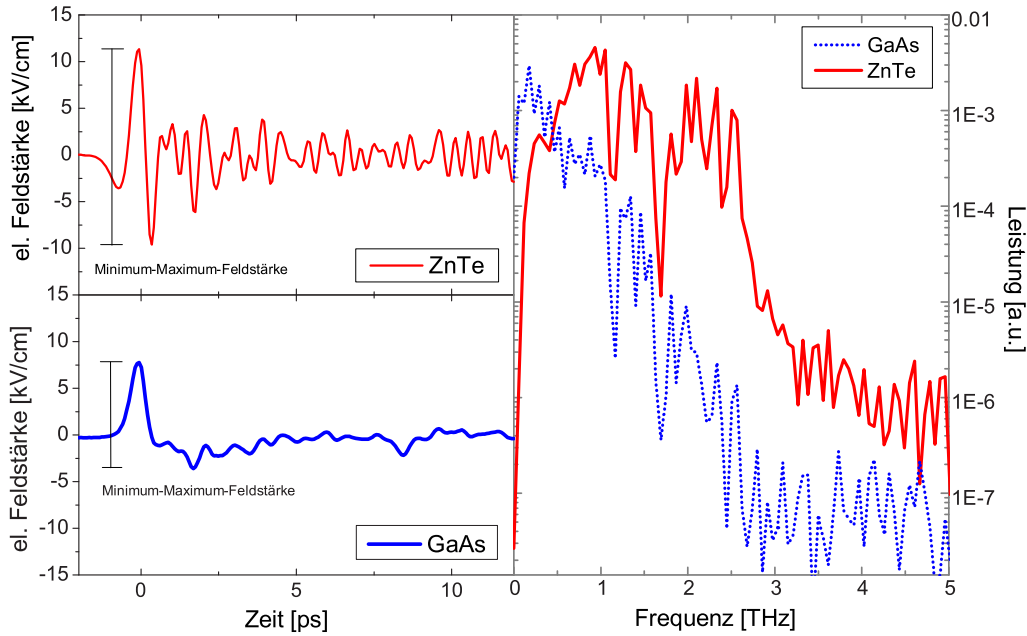


Abbildung 3.2: Zeitaufgelöste Signalform des ZnTe- und des GaAs-Emitters, sowie deren Leistungsspektrum im Frequenzraum. Gemessen wurde mit einem optischen Strahl der Größe $r_{opt} = 12 \text{ mm}$ und einer optischen Pulsenergie von $360 \mu\text{J}$. Die Oszillationen nach dem Hauptpuls stammen von den Absorptionen des in der Laborluft enthaltenen Wasserdampfes, die im Frequenzspektrum deutlich zu sehen sind.

Tellurid (ZnTe) und Gallium-Arsenid (GaAs) beleuchtet werden.

3.2.1 Elektrooptische Messungen

Am Anfang der Untersuchungen stehen die Messungen auf Basis der zeitaufgelösten elektrooptischen Detektion. Dabei werden jeweils beide Emittervarianten mit den beiden Strahlgrößen beleuchtet und die erzeugte THz-Strahlung mit einem Detektorkristall zeitaufgelöst aufgezeichnet.

Beispielhaft seien die Signalformen von ZnTe und GaAs für eine Pulsenergie des Pump lasers vom $360 \mu\text{J}$ und dem größeren verwendeten Strahldurchmesser von $r_{opt} = 12 \text{ mm}$ in Abbildung 3.2 gezeigt.

In einer Messreihe wird dann die optische Leistung des Pump-Strahls variiert und die

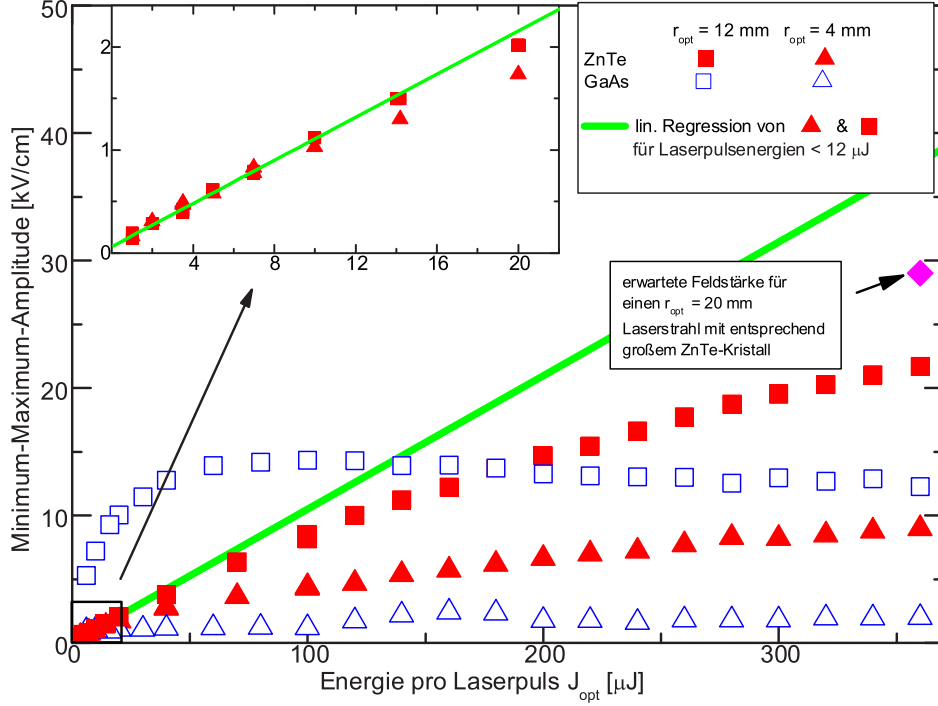


Abbildung 3.3: Minimum-Maximum-Feldamplitude des THz-Signals von elektrisch mit $1 \frac{kV}{cm}$ vorgepanntem GaAs bzw. ZnTe bei zwei verschiedenen optischen Strahldurchmessern, abhängig von der optischen Pulsenergie, sowie die lineare Regression der ZnTe Werte für Pulsenergien $< 12 \mu J$ und der nach dem experimentell bestimmten Sättigungsverhalten von ZnTe berechnete Wert für einen optischen Pump-Strahl mit einem Radius von $r_{opt} = 20 mm$ mit entsprechend großem ZnTe-Kristall.

elektrische Feldamplitude (gemessen von ihrem Maximum bis hin zu ihrem Minimum - also die peak-to-peak-Feldstärke) gegen die optische Leistung aufgetragen. Dabei soll zunächst die aus Gleichung (3.19) vermutete Proportionalität zwischen der elektrischen Feldstärke des detektierten THz-Pulses und der optischen Pulsenergie überprüft werden, sowie die Unabhängigkeit dieses Ergebnisses von der optisch beleuchteten Fläche auf dem Detektor.

In Abbildung (3.3) sind die Ergebnisse der Messungen gezeigt. Dazu wurden die entsprechenden optischen Laserpulsenergien über ein Abschwächerrad und ein Leistungsmessgerät eingestellt, das THz-Signal aufgezeichnet und nach der Größe der Amplitude (vgl. Abbildung 3.2) ausgewertet. Aufgetragen sind diese gemessenen Amplituden gegen die

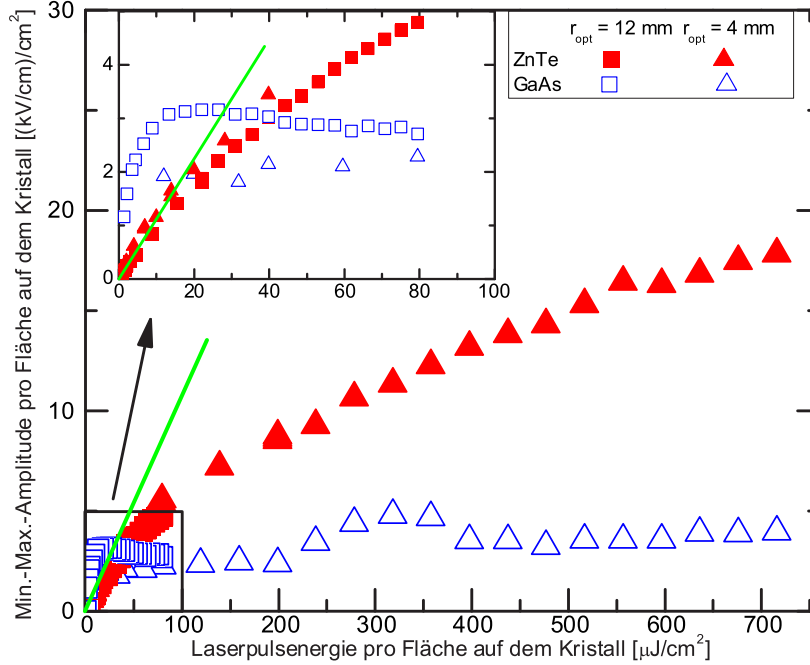


Abbildung 3.4: Minimum-Maximum-Feldamplitude des THz-Signals pro optisch beleuchteter Fläche von elektrisch mit $1 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ vorgepanntem GaAs bzw. ZnTe bei zwei verschiedenen optischen Strahldurchmessern, abhängig von der optischen Pulsenergie pro optisch beleuchteter Fläche, sowie die lineare Regression der ZnTe Werte für Pulsenergien $< 24 \frac{\mu\text{J}}{\text{cm}^2}$. Die Sättigung im ZnTe-Kristall ist nur von der optischen Leistungsdichte abhängig.

optische Laserpulsenergie.

Man erkennt in der vergrößerten Darstellung deutlich die Unabhängigkeit der gemessenen Feldamplituden der THz-Strahlung von der Größe der beleuchteten Fläche und die Proportionalität des Zusammenhangs zwischen Feldamplitude und Laserpulsenergie, so lange Sättigungseffekte noch keine Rolle spielen, wie es von Gleichung (3.19) vorhergesagt wurde. Dies gilt für die Messungen am ZnTe-Kristall für Laserpulsenergien $< 12 \mu\text{J}$ und ist mit der grünen Geraden, die die lineare Regression der realisierten Feldamplituden bei Laserpulsenergien $< 12 \mu\text{J}$ darstellt, angedeutet. Für größere Laserpulsenergien zeigt zunächst die Messreihe für den kleineren Strahldurchmesser Sättigungseffekte. Die Messreihe mit dem großen Strahldurchmesser sättigt erst bei größeren Laserpulsenergien.

Für die Messreihen mit dem vorgespannten GaAs-Emitter kann nicht gezeigt werden, dass die gemessene elektrische Feldstärke linear von der Laserpulsenergie abhängt, da die Sättigungseffekte dieses Emitters schon bei deutlich geringeren optischen Leistungsdichten beginnen als es mit dem verwendeten Lasersystem und den zu Verfügung stehenden Leistungsmessgeräten zuverlässig messbar wäre. Nach der Theorie würde man jedoch in einem Bereich mit Pulsenergien $< 1 \mu J$ ein „Zusammenlaufen“ der GaAs-Messreihen für den großen und den kleinen Strahl erwarten.

Für eine Untersuchung des Sättigungsverhaltens der Kristalle können die Daten noch einmal anders aufgetragen werden. Dazu werden sowohl die Laserpulsenergien als auch die gemessenen Feldamplituden durch die optisch beleuchtete Fläche geteilt, es wird also mit flächennormierten Größen gearbeitet. Abbildung (3.4) zeigt das Ergebnis.

Zunächst wird eine gute Übereinstimmung der Messergebnisse der beiden Strahlradian für den ZnTe-Kristall sichtbar, die bei dem GaAs-Kristall so nicht zu beobachten ist. Die Sättigung des ZnTe-Kristalls ist also nur von den optischen Leistungsdichten abhängig, mit denen der Kristall bestrahlt wird. Im Prinzip kann also die Sättigung im ZnTe-Kristall dadurch überwunden werden, dass man größere Kristalle verwendet. Die Abweichung der Messreihe von der idealisierten Geraden in Abbildung (3.4) muss der Sättigung des ZnTe-Kristalls zugeschrieben werden.

Um Sättigungseffekte im ZnTe-Kristall zu umgehen, und um möglichst große THz-Feldamplituden bei gegebenen Laserpulsenergien zu erreichen, sollte ein Kristall mit großem Durchmesser verwendet werden. Die Gerade in Abbildung (3.3) kann dabei als maximal mögliche Amplitude bei einer optimalen Kristallgröße verstanden werden, da sie die Feldamplitude ohne Sättigung zeigt. Übertragen auf Abbildung (3.4) bedeutet das, dass man durch die größere beleuchtete Fläche eines größeren Kristalls sich mit der verwendeten Leistungsdichte näher am Ursprung des Graphen befindet, wo Sättigung eine vergleichsweise geringe⁴ Rolle spielt. Als Beispiel sei die theoretisch erreichbare Feldamplitude mit einem ZnTe-Kristall mit 40 mm Durchmesser dargestellt:

Mit einem solchen Kristall läge man bei einer Laserpulsenergie von $26,6 \frac{\mu J}{cm^2}$ in einem Bereich von deutlich geringerer Sättigung (vgl. Abbildung (3.4)) als es mit einem Kristall mit 25 mm Durchmesser möglich wäre, wie er im Experiment verwendet wurde. Aus der sich für $26,6 \frac{\mu J}{cm^2}$ Pulsenergie pro Fläche ergebenden Feldamplitude pro Kristallfläche, die mit einem 40 mm Kristall theoretisch erreichbare Feldamplitude unter sonst identi-

⁴Geringere Sättigung meint dabei einen kleineren Quotienten zwischen dem vertikalen Abstand der Messwerte von der grünen Ideallinie, geteilt durch den Messwert.

schen Bedingungen, könnte man eine Verbesserung um einen Faktor von $\sim 1,3$ erreichen; also eine Verbesserung auf $\sim 29 \frac{kV}{cm}$ Feldamplitude bei $360 \mu J$ Pulsenergie (vgl. Abbildung (3.3)).

Bei der Verwendung von GaAs als THz-Emitter ist das Sättigungsverhalten deutlich komplexer. Die flächennormierten Messergebnisse sind nicht deckungsgleich. Die Sättigung bei GaAs ist also nicht nur abhängig von der optischen Leistungsdichte, sondern weist noch eine Reihe von anderen Einflussfaktoren auf. So ist z.B. das elektrische Feld, das an dem verwendeten GaAs-Emitter als Vorspannung anliegt, in der Nähe der Elektroden größer als in der Mitte des Emitters, was dazu führt, dass die Konversionseffizienzen nicht überall auf dem Emitter gleich groß sind und die Stärke der THz-Emission davon abhängt, wo auf dem Emitter diese stattfindet [17]. Dies führt weiterhin dazu, dass (zumindest für große Pump-Strahlen) die Gaussförmigkeit des emittierten Strahls in Frage gestellt werden muss. Aus beidem resultiert, dass die in der Theorie getroffenen Annahmen nicht mehr erfüllt sind, und somit die beobachteten Phänomene nicht mit den theoretisch getroffenen Aussagen übereinstimmen müssen. Insgesamt lässt sich für den GaAs-Emitter festhalten, dass er schon bei vergleichbar geringen Leistungsdichten vollständig gesättigt ist, so dass trotz Erhöhung der Laserpulsenergien kein weiteres Ansteigen der gemessenen Feldamplituden zu beobachten ist.

Im Vergleich der beiden Emittertypen in einem Verstärkerlasersystem mit hohen Pulsenergien und niedrigen Wiederholraten und einer elektrooptischen Detektion lässt sich zunächst festhalten, dass der ZnTe-Emitter gegenüber dem GaAs-Emitter in vielen Bereichen Vorteile hat. Diese Vorteilhaftigkeit manifestiert sich zunächst beim Vergleich der zu erzielenden elektrischen Feldamplituden für hohe Pulsenergien. Besonders bei den für diese Art von Lasersystemen zu empfehlenden aufgeweiteten, großen Pump-Strahlen, dominiert der ZnTe-Kristall den GaAs-Wafer als THz-Emitter im Vergleich der erzielten THz-Feldamplituden. Bei einer Vergrößerung der Emitterfläche wird aller Voraussicht nach der GaAs-Emitter diesen Vorsprung des ZnTe-Emitters relativieren, da durch die vollständige Sättigung der Emission die erzeugten THz-Feldamplituden zunächst mit der Vergrößerung der Fläche mitwachsen. Diese Vergrößerung der Fläche ist allerdings aus praktischen Überlegungen heraus begrenzt, da aufgrund der definierten Wafer-Größen keine beliebige Vergrößerung möglich ist und eine alternative Verwendung von mehreren Emittern, auf die die optische Leistung aufgeteilt wird, experimentell sehr anspruchsvoll erscheint.

Betrachtet man die in Abbildung (3.2) gezeigten Spektren der beiden Emittertypen, so

stellt man auch für diesen Vergleich fest, dass der ZnTe-Kristall eine deutlich größere Bandbreite hat als der GaAs-Kristall. Mit Frequenzkomponenten von $\sim 100\text{ GHz}$ bis hin zu $\sim 2,8\text{ THz}$ deckt ZnTe ein wesentlich breiteres Frequenzspektrum ab als GaAs, dessen Spektrum schon nach einem Maximum bei $\sim 250\text{ GHz}$ für höhere Frequenzen deutlich abnimmt.

3.2.2 THz-Pulsenergie-Messungen

Zur Messung der absoluten THz-Pulsenergien, die von den jeweiligen Emittlern mit verschiedenen Strahldurchmessern emittiert wird, wird der THz-Transmissionsaufbau (vgl. Abbildung 2.2.1) mit einer kalibrierten Golay-Zelle (vgl. Abschnitt 2.1.4) zur THz-Detektion verwendet. Die Ergebnisse der Messung der emittierten THz-Pulsenergie, abhängig von der verwendeten optischen Pulsenergie der Laserpulse, sind in Abbildung (3.5) dargestellt.

Da bei der Messserie mit der Golay-Zelle keine so hohen optischen Pulsenergien mehr zur Verfügung standen, wie sie noch bei der elektrooptischen Messung verfügbar waren, wurden die Messwerte der Golay-Zelle für höhere optische Pulsenergien mit quadrierten und an die Golay-Zelle-Werte angepassten elektrooptisch gemessenen Werte der Feldamplituden ergänzt. Dies ist möglich, da die THz-Pulsenergie quadratisch mit den Feldamplituden skaliert ist.

Bei den Messwerten des ZnTe-Kristalls erkennt man deutlich den von Gleichung (3.10) vorhergesagten quadratischen Zusammenhang (der sich durch einen linearen Zusammenhang mit Steigung 2 in einem doppellogarithmischen Graphen zeigt) der THz-Pulsenergie, abhängig von der optischen Pulsenergie, mit der der Emitter beleuchtet wurde. Dieser quadratische Zusammenhang tritt sowohl für den kleinen optischen Anrege-Strahl mit $r_{opt} = 4\text{ mm}$ als auch für den großen Anrege-Strahl mit $r_{opt} = 12\text{ mm}$ auf. Allerdings ist der quadratische Zusammenhang nur solange gültig, wie Sättigung in den Emitterkristallen noch keine Rolle spielt. Steigen die optischen Pulsenergien über $10\text{ }\mu\text{J}$, so nimmt die Steigung im doppellogarithmischen Graphen ab, die THz-Emission folgt also nicht mehr quadratisch der optischen Pulsenergie, sondern in einem Zusammenhang niedrigerer Ordnung. Dieses Sättigungsverhalten wurde auch schon bei den elektrooptischen Messungen beobachtet.

Ebenso kann der invers-proportionale Zusammenhang der Pulsenergien von der Emitter-

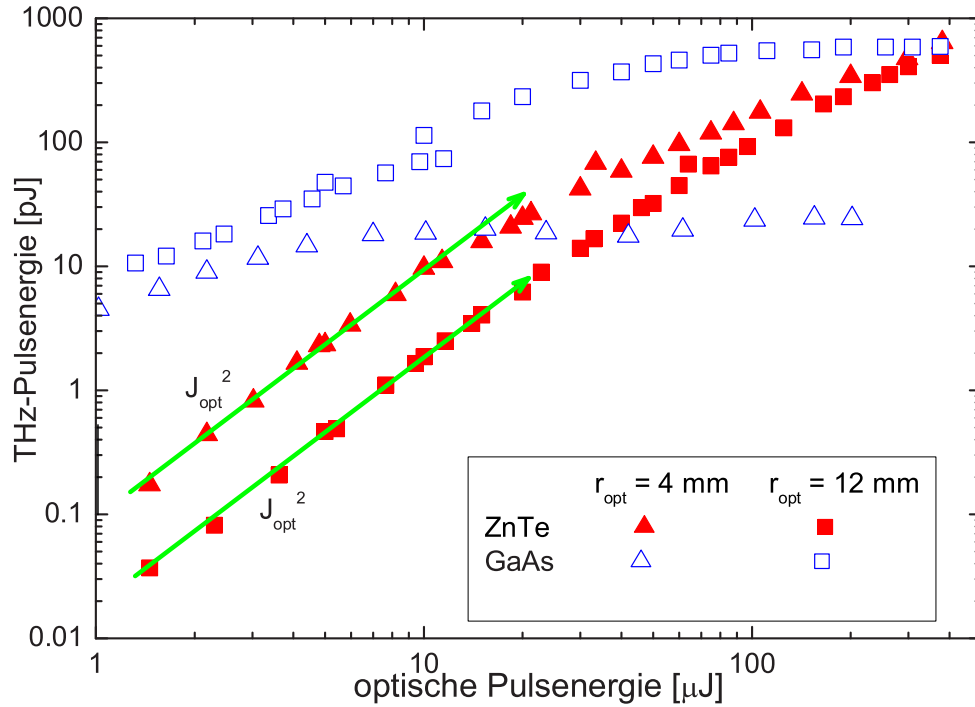


Abbildung 3.5: THz-Pulsenergien von elektrisch mit $1 \frac{kV}{cm}$ vorgepanntem GaAs bzw. ZnTe bei zwei verschiedenen optischen Strahldurchmessern, abhängig von der optischen Pulsenergie. Die quadratische Abhängigkeit der THz-Pulsenergien von den optischen Pulsenergien bei den ZnTe-Messreihen für niedrigen Pulsenergien ist durch zwei Geraden der Steigung 2 angedeutet.

fläche bei dem ZnTe-Emitter gezeigt werden. Da die beiden Steigungen der Messreihen im doppellogarithmischen Graphen parallel verlaufen, muss zwischen ihnen ein konstanter Faktor liegen. Dieser Faktor liegt bei den ZnTe-Daten bei ungefähr 6, sollte allerdings nach den Voraussagen der Theorie nach Gleichung (3.10) 9 betragen, da der große Strahl durch das Teleskop linear um einen Faktor 3 aufgeweitet wurde, die Fläche also um einen Faktor von 9 zunahm. Diese Diskrepanz erklärt sich vermutlich aus der Tatsache, dass der Fokus des nicht aufgeweiteten Strahls größer war (insbesondere für niedrige Frequenzen) als der sensitive Bereich der Golay-Zelle, wodurch ein Teil der eingestrahnten Leistung von der Golay-Zelle nicht mehr registriert wurde; die Daten für den nicht aufgeweiteten Strahl also systematisch zu niedrig gemessen wurden.

Unabhängig von dieser kleinen Unstimmigkeit ist es jedoch so, wie von der Theorie ((3.10)

und (3.19)) vorhergesagt: Trotz der deutlich geringeren THz-Pulsenergie, die durch die Aufweitung des optischen Anrege-Strahls emittiert wird, sind die elektrooptischen Feldamplituden auf der optischen Achse gleich groß. Es ist also nicht möglich, in dieser Messgeometrie mit einem großflächigen ZnTe-Emitter und elektrooptischer Detektion einen Vorteil aus der größeren THz-Pulsenergie durch Verkleinerung des Anrege-Strahls zu ziehen.

Für den GaAs-Emitter ergibt sich kein so eindeutiges Bild: zunächst kann keine quadratische Abhängigkeit der THz-Pulsenergien von den optischen Pump-Energien festgestellt werden. Der Zusammenhang weist bestenfalls einen linearen Zusammenhang auf (Steigung von 1 im doppellogarithmischen Graphen für den großflächig beleuchteten GaAs-Emitter). Das deutet darauf hin, dass man sich selbst für den großen Strahlradius bei den verwendeten optischen Pulsenergien schon tief im Bereich der Sättigung der THz-Emission befindet. Es ist weiterhin auffällig, dass - entgegen den theoretischen Voraussagen - deutlich größere THz-Pulsenergien vom großflächigen Emitter emittiert werden als von dem mit dem kleineren Strahl beleuchteten Emitter. Auch dies kann durch die Sättigung im GaAs erklärt werden. Da sowohl für den kleinen als auch für den großen Anrege-Strahl der GaAs-Emitter nahezu vollständig gesättigt ist, können durch Vergrößerung der Fläche absolut größere THz-Pulsenergien abgestrahlt werden.

Die große Diskrepanz, die sich zwischen den auf Basis der elektrooptischen Messungen berechneten THz-Pulsenergien und den auf den Messungen mit der Golay-Zelle basierenden Daten ergibt, kann durch die nichthomogene Konversionseffizienz über die gesamte Fläche des GaAs-Emitters begründet werden. Es kommt bei der THz-Emission, insbesondere mit dem kleinen Strahl, auf die Stelle an, an der die THz-Emission stattfindet, da durch die inhomogene Feldverteilung der Vorspannung bei gleicher optischer Pulsenergie unterschiedliche THz-Pulsenergien abgestrahlt werden können.

Aus Gleichung (3.10) geht noch ein anderer Zusammenhang hervor. Dividiert man beide Seiten durch J_{opt} , so erhält man:

$$\frac{J_{THz}}{J_{opt}} = c_0 \epsilon_0 K_{eff}^2 \frac{J_{opt}}{A_{opt}} \quad (3.20)$$

Dabei handelt es sich um die absolute Konversionseffizienz $\frac{J_{THz}}{J_{opt}}$, abhängig von der flächennormierten optischen Leistungsdichte. Ohne Sättigung sollten nach obigen theoretischen Überlegungen alle Punkte auf einer Geraden liegen, deren Steigung gegeben ist

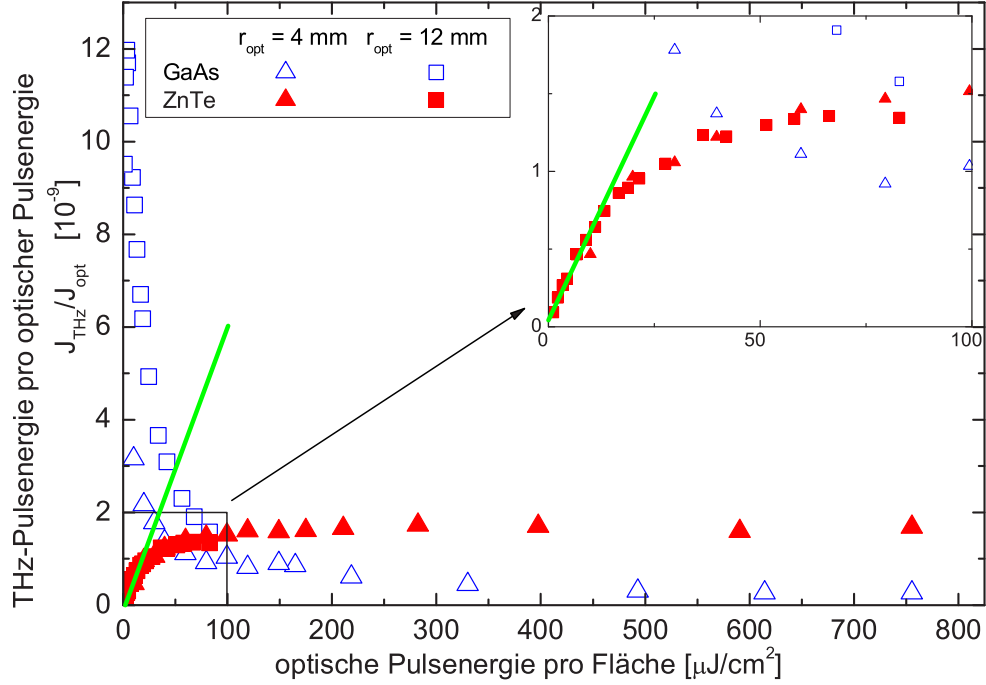


Abbildung 3.6: THz-Pulsenergien von elektrisch mit $1 \frac{kV}{cm}$ vorgepanntem GaAs bzw. ZnTe bei zwei verschiedenen optischen Strahldurchmessern pro optischer Pulsenergie (reale Konversionseffizienz), abhängig von der optischen Pulsenergie pro optisch beleuchteter Fläche. Die Steigung der Geraden für niedrige Flächenenergiedichten entspricht dabei dem Quadrat der Konversionseffizienz K_{eff} .

durch $c_0 \epsilon_0 K_{eff}^2$.

Die Ergebnisse der Konversionseffizienzen des ZnTe-Kristalls überlappen nahezu perfekt. Mit niedriger Flächenenergiedichte auf dem Kristall, also nahe am Ursprung des Graphen, kann auch der erwartete lineare Zusammenhang bestätigt werden. Für die Daten des GaAs-Emitters zeichnet sich kein so eindeutiges Bild ab: Zum einen liegen die beiden Messreihen mit unterschiedlichen Strahlgrößen nur schlecht auf einer gemeinsamen Linie; zum anderen handelt es sich nicht um eine Ursprungsgerade, wie es die Theorie ohne Berücksichtigung von Sättigung voraussagen würde. Dies liegt daran, dass man sich für GaAs bei gegebenen optischen Pulsenergien schon im stark bis vollständig gesättigten Bereich befindet, was erklärt, warum kein im Ursprung beginnender Graph zu sehen ist. Außerdem ist die THz-Erzeugung am GaAs-Emitter stark von den schon oben angespro-

chenen Effekten der Feldverteilung auf dem Emitter abhängig, was eine Ursache für die Differenzen der beiden Messreihen darstellen kann.

Gleichung (3.20) folgend, lässt sich aus der Steigung der Regressionsgeraden die Konversionseffizienz des ZnTe-Emitters berechnen. Es ergibt sich ein Wert von:

$$K_{eff} = 1,5 \cdot 10^{-3} \frac{m}{A\sqrt{s}} \quad (3.21)$$

Vergleicht man dies mit dem von Löffler [14] theoretisch gefundenem Wert von $K_{eff;theo} = 0,131 \frac{m}{A\sqrt{s}}$, so ist der experimentelle Wert zwei Größenordnungen kleiner als der theoretische Wert. Dies liegt in erster Linie daran, dass im theoretischen Wert Emittereffekte, wie die Phasenfehlanpassung der THz-Strahlung und der optischen Strahlung im Emitterkristall und die THz-Absorption im ZnTe, nicht berücksichtigt werden. Bei Berücksichtigung dieser Effekte muss von deutlich kleineren THz-Feldamplituden ausgegangen werden. Das gefundene experimentelle Ergebnis steht also nicht in Widerspruch zu dem theoretisch gefundenen Wert.

Zuletzt soll nun noch anhand einer Messung des THz-Strahlprofils, direkt hinter dem Emitter und im Zwischenfokus des THz-Strahls, die Übereinstimmung der tatsächlichen Strahlgeometrien mit den theoretisch vorhergesagten Strahlprofilen für einen gaussförmigen Strahl gezeigt werden. Dazu werden computergesteuert Lochblenden durch den Strahl bewegt. Für die Messung hinter dem Emitter betrug der Lochdurchmesser gerade 5 mm , für die Messung im Zwischenfokus wurde eine Blende mit einem Durchmesser von $0,5\text{ mm}$ verwendet.

Abhängig von der Position der Blende wurde zeitaufgelöst die elektrische Feldamplitude des THz-Pulses aufgezeichnet. Aus diesen Daten wurde dann, mittels einer Fourier-Transformation die Intensität der THz-Strahlung, abhängig von der Blendenposition und der jeweiligen Frequenzkomponente, berechnet. Die Ergebnisse wurden für ausgewählte Frequenzen in Farbverlaufsgraphen, normiert auf den maximalen Wert, aufgetragen. Man erhält somit Profile der THz-Strahlung, sowohl direkt hinter dem Emitter als auch im Zwischenfokus. Das Strahlprofil des Zwischenfokus ist identisch dem im Fokus auf dem Detektor, da durch die verwendete 2- f -Geometrie die Strahlpropagation in einem Zwischenfokus identisch der in jedem weiteren Fokus ist, solange 2- f -Geometrie gewahrt bleibt.

Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 3.7 gezeigt.

Man erkennt deutlich, dass die Größe des Strahlprofils hinter dem Emitter nur von der

Größe des optischen Strahls abhängt, mit dem der Emitter beleuchtet wurde. Eine Frequenzabhängigkeit ist nicht festzustellen. Dies entspricht den theoretischen Erwartungen aus Gleichung (3.11), wonach der Radius der THz-Strahlung hinter dem Emitter nur von dem Radius der optischen Strahlung abhängt.

Im Fokus bietet sich ein anderes Bild: Hier ist die Größe des Fokus, also r_{det} , sowohl vom Radius der Strahlung hinter dem Emitter abhängig als auch von der Frequenz. Höhere Frequenzen lassen sich deutlich härter fokussieren als kleinere. Der theoretische Strahldurchmesser im Fokus nach Gleichung (3.12) ist in der Abbildung durch einen gelben Kreis kenntlich gemacht.

Problematisch bei dieser Herangehensweise ist, dass bei großen Abweichungen der Blendenposition von der optischen Achse des Systems, d.h. beim Ausmessen der äußeren Fokusbereiche, sich die Abbildung der Blende durch das optische System aus Parabolspiegeln auf dem Detektorkristall mitverschieben wird (die Blende muss eigentlich als neue punktförmige Quelle betrachtet werden). Da aber der Abfragelaserstrahl nicht mit über den Detektorkristall verschoben wird, leidet die Sensitivität des Systems unter dieser Vorgehensweise. Für große Blendenabstände zur geometrischen Fokusposition wird die THz-Strahlung schlechter detektiert. Das könnte die Erklärung für die, gegenüber den theoretischen Erwartungen, als zu klein gemessenen Fokusgrößen bei den Messungen mit dem kleinen Anregestrahl in Abbildung 3.7 sein. Besser wäre für dieses Experiment, statt elektrooptisch zu detektieren, die Golay-Zelle zu verwenden und diese direkt hinter der Blende zu montieren, und mit der Blende zusammen den THz-Fokus auszumessen. Trotz dieser Schwierigkeit kann die Abhängigkeit der Fokusgröße von Frequenz und Apertur der THz-Strahlung für die kleineren Foci entsprechend der Theorie bestätigt werden.

4 Strukturuntersuchungen mit THz-Strahlung

In diesem Kapitel soll es um die Untersuchung von ein- und mehrschichtigen Strukturen mittels THz-Strahlung gehen.

Die Problematik der Untersuchung von Mehrschichtsystemen taucht bei einer Vielzahl möglicher THz-Anwendungen auf. Dazu zählen z.B. mögliche medizinische Anwendungen, wie die Untersuchung von Zähnen mittels THz-Strahlung, aber auch eine Analyse des häufig als Füllmedium zwischen THz-Optiken verwendete Vakuumfett, das allzu große Störreflexe vermeiden soll.

Unabhängig bei welcher Anwendung, sind die grundlegenden Probleme dieselben: Man steht vor der Aufgabe, ein mehrschichtiges System anhand der (im Falle der folgenden Untersuchungen) reflektierten Daten im Zeitbereich zu charakterisieren.

4.1 Physikalische Grundlagen

In einem System, das aus mehreren Schichten besteht, dominieren für Wellen, die durch dieses System laufen, zwei Effekte.

Zum einen werden die Amplituden der Wellen beim Durchlaufen der einzelnen Schichten, abhängig von der Absorption der jeweiligen Schicht, exponentiell zur Dicke abgeschwächt; zum anderen treten an allen Grenzflächen Brechungs- und Reflexionsphänomene auf. [18]

Die Amplitudenverkleinerung durch Absorption soll in den folgenden theoretischen und experimentellen Untersuchungen zunächst vernachlässigt werden. Das ist damit zu rechtfertigen, dass in den verwendeten Modellsystemen, und insbesondere bei den verwendeten Materialien, fast keine Absorption zu beobachten ist. Eine Ausnahme stellt Vakuumfett dar, das bei Schichtdicken im Millimeterbereich eine nicht zu vernachlässigende Absorp-

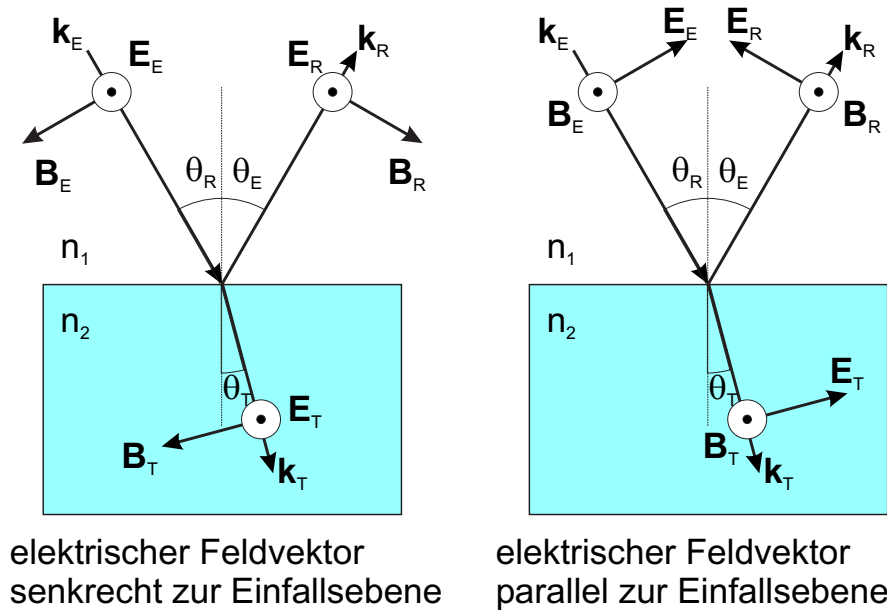


Abbildung 4.1: Mögliche Polarisationsrichtungen einer elektromagnetischen Welle beim Treffen auf eine Grenzschicht zwischen zwei Medien mit unterschiedlichen Brechungsindizes. Steht der elektrische Feldvektor parallel zur Oberfläche, also senkrecht zur Einfallsebene, die durch den Wellenvektor \mathbf{k} und die senkrechte Projektion von \mathbf{k} auf die Grenzfläche definiert ist (in der Abbildung entspricht das der Papierebene), so spricht man von einem Strahlungseinfall in senkrechter Polarisation. Steht der magnetische Feldvektor parallel zur Oberfläche und somit der elektrische Feldvektor parallel zur Einfallsebene, so spricht man vom Strahlungseinfall unter paralleler Polarisation.

tion zeigte (vgl. dazu Kapitel 5). Da aber die relevanten Schichtdicken bei Vakuumfett deutlich geringer sind¹, als z.B. die Dicke einer THz-optischen Komponente aus Silizium, kann Absorption auch in diesem Fall unberücksichtigt bleiben. Erst bei der Untersuchung von biologischen Systemen wird, wie sich im letzten Abschnitt dieses Kapitels zeigen wird, Absorption relevant.

Ferner wird in diesem Zusammenhang auch die Dispersion vernachlässigt, da die Brechungsindizes der verwendeten Stoffe im THz-Frequenzbereich flach sind [19].

Geht man unter diesen Annahmen von einfallenden ebenen Wellen aus, so werden die transmittierten und reflektierten Amplituden, abhängig von der Polarisierung, über die Fresnelschen Gleichungen beschrieben. Im Folgenden sei die in Abbildung (4.1) gezeigte Nomenklatur verwendet.

¹Die Schichtdicke, die bei der Anwendung von Vakuumfett als indexangepasstes Zwischenmedium entsteht, liegt im Bereich $10\mu\text{m}$ bis $100\mu\text{m}$.

Damit lassen sich die Fresnelschen Gleichungen für die Amplituden des elektrischen Feldes wie folgt darstellen [18]:

$$t_{\perp} = \left(\frac{E_T}{E_E} \right)_{\perp} = \frac{2n_1 \cos(\theta_E)}{n_1 \cos(\theta_E) + n_2 \cos(\theta_T)} \quad (4.1)$$

$$r_{\perp} = \left(\frac{E_R}{E_E} \right)_{\perp} = \frac{n_1 \cos(\theta_E) - n_2 \cos(\theta_T)}{n_1 \cos(\theta_E) + n_2 \cos(\theta_T)} \quad (4.2)$$

$$t_{\parallel} = \left(\frac{E_T}{E_E} \right)_{\parallel} = \frac{2n_1 \cos(\theta_E)}{n_2 \cos(\theta_E) + n_1 \cos(\theta_T)} \quad (4.3)$$

$$r_{\parallel} = \left(\frac{E_R}{E_E} \right)_{\parallel} = \frac{n_1 \cos(\theta_E) - n_2 \cos(\theta_T)}{n_2 \cos(\theta_E) + n_1 \cos(\theta_T)} \quad (4.4)$$

$$(4.5)$$

Dabei meint t_{\perp} den Quotienten aus der Amplitude der transmittierten Welle durch die Amplitude der einfallenden Welle für den Fall, dass das elektrische Feld senkrecht zur Einfallsebene² polarisiert ist (vgl. Abbildung 4.1). r_{\perp} meint den entsprechenden Quotienten der reflektierten und einfallenden Amplitude und der Index \parallel bezieht sich auf die analogen Fälle für eine elektromagnetische Welle, deren elektrisches Feld parallel zu Einfallsebene polarisiert ist.

Aus diesen beiden Basisfällen der Polarisationen kann später jede beliebige Polarisation erzeugt werden. Es genügt folglich, sich nur mit diesen beiden Fällen zu beschäftigen.

Überträgt man diese Überlegungen auf den Energietransport, der durch die propagierenden elektromagnetischen Wellen auftritt, so bedient man sich zunächst der Strahlungsflussdichte [18]:

$$I = \frac{c\epsilon_0}{2} E^2 \quad (4.6)$$

Das ist die Durchschnittsenergie pro Zeiteinheit, die eine Einheitsfläche durchquert. Man kann damit Transmissions- und Reflexionskoeffizienten definieren, die angeben, welcher Teil der auf die Grenze treffenden Strahlungsintensität reflektiert wird und welcher durch

²Die Einfallsebene ist die Ebene, die durch den Wellenvektor \mathbf{k} und dessen senkrechter Projektion auf die Grenzfläche definiert ist.

die Grenzfläche in das folgende Medium eindringt [18]:

$$T = \frac{I_T \cos(\theta_T)}{I_E \cos(\theta_E)} \quad (4.7)$$

$$R = \frac{I_R \cos(\theta_R)}{I_E \cos(\theta_E)} = \frac{I_R}{I_E} \quad (4.8)$$

Für die Beschreibung von Transmissionen und Reflexionen soll im weiteren Verlauf dieser Arbeit folgende Konvention gelten:

Die Großbuchstaben R bzw. T meinen, wie in Gleichung (4.7) und (4.8) dargestellt, die Reflexions- bzw. Transmissionskoeffizienten für die Strahlungsintensitäten; Kleinbuchstaben r und t beziehen sich immer auf die elektrischen Feldamplituden der reflektierten bzw. transmittierten elektromagnetischen Wellen.

Diese Koeffizienten R und T sind nach (4.7) und (4.8) ebenfalls abhängig von dem Winkel der einfallenden Strahlung. Für Dielektrika ($\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$) gilt [18]:

$$\begin{aligned} T_{\perp} &= \frac{I_{T\perp} \cos(\theta_T)}{I_{E\perp} \cos(\theta_E)} \left(\frac{E_T}{E_E} \right)_{\perp} = \frac{\frac{v_T \epsilon_2}{2} \cos(\theta_T)}{\frac{v_E \epsilon_1}{2} \cos(\theta_E)} t_{\perp}^2 = \frac{\frac{n_2}{\mu_2 c} \cos(\theta_T)}{\frac{n_1}{\mu_1 c} \cos(\theta_E)} t_{\perp}^2 \\ &= \frac{n_2 \cos(\theta_T)}{n_1 \cos(\theta_E)} t_{\perp}^2 \end{aligned} \quad (4.9)$$

$$\begin{aligned} T_{\parallel} &= \frac{I_{T\parallel} \cos(\theta_T)}{I_{E\parallel} \cos(\theta_E)} \left(\frac{E_T}{E_E} \right)_{\parallel} = \frac{\frac{v_T \epsilon_2}{2} \cos(\theta_T)}{\frac{v_E \epsilon_1}{2} \cos(\theta_E)} t_{\parallel}^2 = \frac{\frac{n_2}{\mu_2 c} \cos(\theta_T)}{\frac{n_1}{\mu_1 c} \cos(\theta_E)} t_{\parallel}^2 \\ &= \frac{n_2 \cos(\theta_T)}{n_1 \cos(\theta_E)} t_{\parallel}^2 \end{aligned} \quad (4.10)$$

$$R_{\perp} = \frac{I_{R\perp}}{I_{E\perp}} = \left(\frac{E_R}{E_E} \right)_{\perp}^2 = r_{\perp}^2 \quad (4.11)$$

$$R_{\parallel} = \frac{I_{R\parallel}}{I_{E\parallel}} = \left(\frac{E_R}{E_E} \right)_{\parallel}^2 = r_{\parallel}^2 \quad (4.12)$$

Aufgrund der Energieerhaltung muss gelten [18]:

$$T + R = 1 \quad (4.13)$$

Und sogar noch spezieller:

$$T_{\perp} + R_{\perp} = 1 \quad (4.14)$$

$$T_{\parallel} + R_{\parallel} = 1 \quad (4.15)$$

Für den Spezialfall des senkrechten Strahlungseinfalls vereinfachen sich die Fresnelschen Gleichungen zu:

$$t = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \quad (4.16)$$

$$r = \frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2} \quad (4.17)$$

$$T = \frac{4n_2n_1}{(n_1 + n_2)^2} \quad (4.18)$$

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (4.19)$$

Diese Vereinfachung ergibt sich zunächst mathematisch aus den, in den Gleichungen enthaltenen, Cosini, die für entsprechende Einfallswinkel von Null Eins werden. Physikalisch ist die Vereinfachung dadurch zu begründen, dass bei einem Einfallswinkel keine Richtung der Polarisierung mehr auszumachen ist, da die Einfallsebene nicht mehr eindeutig definiert ist. Vielmehr können nach obiger Definition unendlich viele Einfallsebenen definiert werden, die alle prinzipiell gleichwertig sind und sich dadurch keine spezielle Polarisationsrichtung ausmachen lässt [18].

Ein Spezialfall, der auftritt, wenn ein Signal an einer Grenzschicht vom optisch dichteren hin zum optisch dünneren Medium reflektiert wird, lässt sich an der Beschreibung der Größe der reflektierten Amplitude erkennen: Ist nämlich der Brechungsindex des Mediums, aus dem die Welle kommt, größer als der des Mediums, in das die Welle hineinläuft, so wird der Reflexionskoeffizient r negativ. Das bedeutet, bezogen auf die Größe des elektrischen Feldes, dass dieses negativ wird, also einen Phasensprung um π erfährt. Dieses Phänomen sollte sich bei Proben, an denen die beschriebene Konstellation der Brechungsindices der einzelnen Schichten auftritt, beobachten lassen.

4.2 Anwendung auf Zeitbereichsmessungen

Um nun Zeitbereichssignale, die im THz-Reflexionsaufbau (vgl. Abbildung 2.6) aufgenommen wurden, analysieren zu können, steht man vor der Schwierigkeit, dass sich die einzelnen Signale, die an verschiedenen Grenzschichten einer mehrschichtigen Probe reflektiert werden, im Zeitbereich überlagern und damit verstärken oder sogar auslöschen können.

Um diesen Sachverhalt genauer zu untersuchen, soll sich zunächst anhand einer modellhaften Beschreibung, die die einzelnen Reflexionen in einer mehrschichtigen Probe auflistet und diese Einzelergebnisse zusammenfasst, dieser Problematik der möglichen Überlagerungen genähert werden. Ein einfaches Beispiel der Mehrfachreflexionen in einer mehrschichtigen Probe ist in Abbildung (4.2) dargestellt.

Damit sich für die Bestimmung der einzelnen Teilreflexionen eine eindeutige Nomenklatur ergibt, werden die einzelnen möglichen Signalwege durch Indizierung mit den Nummern der Grenzschichten, an denen sie jeweils reflektiert wurden, gekennzeichnet. R_1 meint dabei das Signal, das von der Reflexion an der Oberfläche resultiert, R_2 meint das Signal, das an der Grenzfläche zwischen den beiden Materialien reflektiert wurde.

Um nun die einzelnen Signalgrößen der einzelnen Reflexionen berechnen zu können, bedient man sich den oben dargestellten Fresnelschen Gleichungen für senkrechten Strahlungseinfall (4.18) und (4.19). Es genügt dabei in Intensitäten zu rechnen, da zwar in dem verwendeten THz-Radaraufbau Amplituden gemessen werden, jedoch alle Amplituden nach Propagation durch Luft im ZnTe-Detektorkristall, also in demselben Medium gemessen werden und damit die Amplituden über die Quadratwurzel aus den Intensitäten bestimmt werden können. Ferner wird natürlich immer nur der Quotient aus der Amplitude des eingestrahnten Signals durch das des jeweils reflektierten Signals berechnet. Vernachlässigt wird dabei allerdings der Effekt, dass an einem Brechungsindexsprung von einem dichteren hin zu einem dünneren Medium, wie oben beschrieben, ein Phasensprung auftritt.

Zur Vereinfachung wird für die Rechnungen angenommen, dass die Amplitude und damit auch die Intensität des eingestrahnten Signals Eins ist.

Die Reflexion an der Oberfläche lässt sich damit einfach bestimmen:

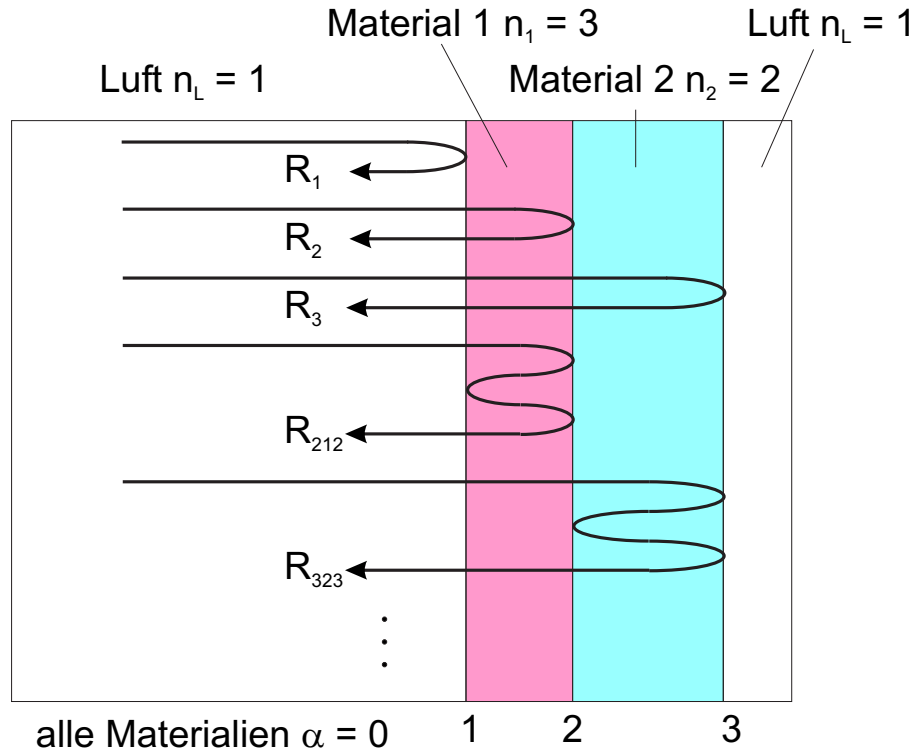


Abbildung 4.2: Beispielhafte Darstellung der in einer mehrschichtigen Probe stattfindenden Reflexionen. Um die Darstellung einfach zu halten, wurde auf die Darstellungen von Drei- und Mehrfachreflexionen verzichtet. Da die Intensitäten dieser „höheren Reflexionen“ zunehmend kleiner werden, kann in der Gesamtdarstellung auf diese verzichtet werden. Um jeden möglichen Weg zwischen einzelnen Reflexionen, der einen Teil des Signals wieder zum Detektor zurücksendet, eindeutig zu beschreiben, sind im Index jedes möglichen Reflexionswegs die Grenzflächen aufgezählt, an denen dieses Teilsignal gespiegelt wurde.

$$R_1 = \left(\frac{n_1 - n_L}{n_1 + n_L} \right)^2 \quad (4.20)$$

$$r_1 = \left(\frac{n_1 - n_L}{n_1 + n_L} \right) \quad (4.21)$$

Etwas komplexer gestaltet sich die Reflexion an der zweiten Grenzschicht. Hier muss zunächst der Teil der eingestrahlichten Leistung berechnet werden, der durch die erste Grenzschicht transmittiert, dann der Teil davon, der an der zweiten Grenzschicht reflektiert wird, und schließlich muss der reflektierte Teil ein zweites Mal die erste Grenzschicht passieren. Es ergibt sich also insgesamt folgende Rechnung:

$$R_2 = T_1 R_2 T_1 = T_1^2 R_2 = \left(\frac{4n_L n_1}{(n_1 + n_L)^2} \right)^2 \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \quad (4.22)$$

$$r_2 = \sqrt{R_2} \quad (4.23)$$

Die Rechnung $r_2 = \sqrt{R_2}$ ist dabei eine der angesprochenen Vereinfachungen, da sie auf gegebenenfalls eintretende Phasensprünge durch die Reflexion an dünneren Medien nicht eingeht; dieser Phasensprung ist aber für die Darstellung der Problematik der sich überlagernden Signale unerheblich und soll deshalb in diesem Modell vernachlässigt werden.

Für die Reflexion an der dritten Grenzschicht sind analog zunächst die Transmissionen an der ersten und zweiten Grenzschicht zu bestimmen, dann die Reflexion an der dritten Grenzschicht und dann noch mal die Transmissionen durch die zweite und erste Grenzschicht:

$$R_3 = T_1 T_2 R_3 T_2 T_1 = T_1^2 T_2^2 R_3 = \left(\frac{4n_L n_1}{(n_1 + n_L)^2} \right)^2 \left(\frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2} \right)^2 \left(\frac{n_2 - n_L}{n_2 + n_L} \right)^2 \quad (4.24)$$

$$r_3 = \sqrt{R_3} \quad (4.25)$$

Auch die komplexeren Reflexionen, die durch mehrfache interne Reflexionen zustande kommen, können auf diese Art beschrieben werden:

$$R_{212} = T_1 R_2 R_1 R_2 T_1 = T_1^2 R_2^2 R_1 = \left(\frac{4n_L n_1}{(n_L + n_1)^2} \right)^2 \left(\frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2} \right)^4 \left(\frac{n_1 - n_L}{n_1 + n_L} \right)^2 \quad (4.26)$$

$$r_{212} = \sqrt{R_{212}} \quad (4.27)$$

$$R_{323} = T_1 T_2 R_3 R_2 R_3 T_2 T_1 = T_1^2 T_2^2 R_3^2 R_2 \quad (4.28)$$

$$r_{323} = \sqrt{R_{323}} \quad (4.29)$$

An dem in Abbildung 4.2 gezeigten Beispiel ergeben sich für die ersten Reflexionen die in Tabelle 1.1 gezeigten Amplituden und Intensitäten.

Diese Reflexionen sollten also mit einem System, das einen dynamischen Bereich (engl.:

Beispielrechnungen zu den Größen von einzelnen Teilreflexionen		
	$\frac{I_{ref}}{I_0}$	$\frac{A_{ref}}{A_0}$
R_1	25 %	50 %
R_2	2,25 %	15 %
R_3	5,76 %	24 %
R_{212}	0,02 %	1,5 %
R_{323}	$9,2 \cdot 10^{-3}$ %	0,96 %

Tabelle 4.1: Theoretisch errechneter Quotient der Amplitude des Referenz-THz-Pulses und des jeweiligen Reflexionssignals, sowie der Quotient der Leistung der entsprechenden Signale.

dynamic range) von 10^2 in der Amplitude hat, gerade noch auflösbar sein.

Natürlich kommen diese verschiedenen Reflexionssignale nicht zeitgleich beim Detektor an. Die Reflexionen an tieferen Grenzsichten und die Mehrfachreflexionen bedeuten eine Verzögerung dieser Signale im Zeitbereich, entsprechend dem zusätzlichen Weg gegenüber dem Signal, welches an der Oberfläche reflektiert wurde. Diese Verzögerung ergibt sich durch die entsprechend dem Brechungsindex verlangsamte Signalgeschwindigkeit des THz-Pulses und der jeweiligen Dicke des Mediums.

Abbildung 4.3 stellt die gerechneten Reflexionen an der Probe aus Abbildung 4.2 anhand eines vereinfachten THz-Pulses dar.

Beispielhaft sei hier angenommen, es handele sich bei dem THz-Signal, mit dem die einzelnen Schichten untersucht werden sollen, um einen einfachen gaussförmigen Puls. Man erkennt deutlich, wie groß die unterschiedlichen Amplituden sind und wie sich die Verlängerung des Signalwegs durch die Mehrfachreflexionen auf die zeitliche Position des Signals auswirkt.

Deutlich komplexer ist schon die Anwendung auf ein realistisches Zeitbereichssignal eines THz-Pulses von einem ZnTe-Emitterkristalls, mit allen durch Wasserabsorptionen verursachten Nachschwingungen im Zeitbereich und deren Überlagerung durch die verschiedenen Reflexionen der einzelnen Grenzsichten. Dieses modellierte Reflexionssignal ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

Die Reflexionen, die zeitlich später den Detektor erreichen, liegen in einem Zeitbereich, in dem die Nachschwingungen der ersten den Detektor erreichenden Signale, wie z.B. der Oberflächenreflexion, noch nicht abgeklungen sind. Deshalb überlagern sich die Signale

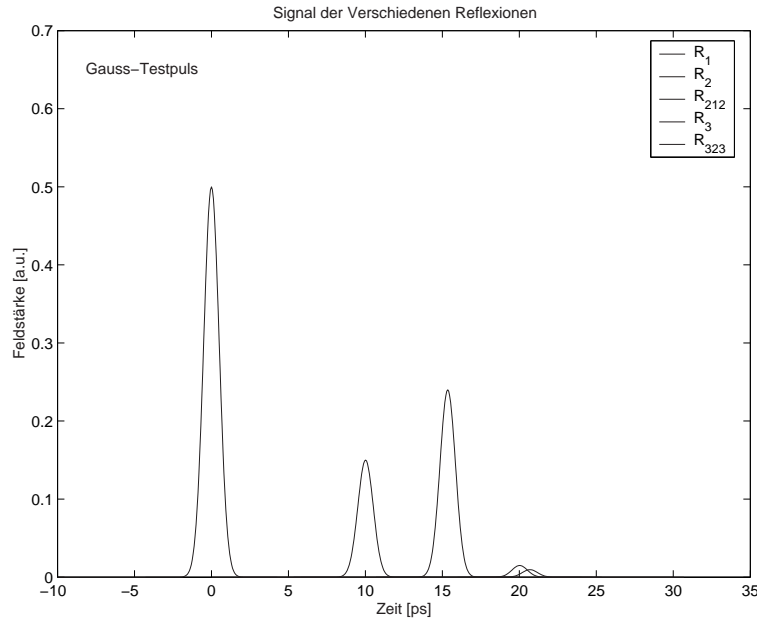


Abbildung 4.3: Beispielhafte Darstellung der einzelnen Teilreflexionen für eine Gauss-Glocke als vereinfachte Darstellung eines THz-Signals, unter Berücksichtigung der jeweiligen Amplituden und Zeitverzögerungen für das in Abbildung 4.2 gezeigte Modell.

zu einer komplexen Signalstruktur, wie sie im unteren Teil der Abbildung 4.4 zu sehen ist. Schon bei der zweiten Reflexion (R_2) zeigt sich eine Veränderung der Signalform, die nicht durch physikalische Phänomene der Reflexion an der zweiten Grenzschicht zu begründen ist, sondern sie stellen reine Überlagerungseffekte der verschiedenen Reflexionen dar. Nahezu unmöglich erscheint es bei einem solch komplexen System jedoch, höhere Reflexionen, wie sie z.B. die Reflexionen R_{212} und R_{323} darstellen, in einem solchen Signalgemisch zu identifizieren, da sie aufgrund ihrer kleinen³ Amplitude nicht weit genug aus dem Gesamtsignal hervorstechen und somit nicht ausgemacht werden können.

Um trotz dieser Problematik zumindest die klareren, aber trotzdem schon durch Überlagerungen gestörten, Reflexionen unterscheiden zu können, kann man den Oberflächenreflex von dem Gesamtsignal subtrahieren und damit im Zeitbereich eliminieren. Dazu verwendet man ein an einer Metallreferenz gemessenes Referenzsignal, das man sowohl in der Amplitude als auch in der Position im Zeitbereich an den ersten Oberflächenreflex anpasst (Voraussetzung ist natürlich, dass sich die Pulsform an der Oberfläche nicht oder nur minimal ändert). Dieses an den ersten Reflex angepasste Signal

³Klein meint eine Amplitudengröße, die in einer Größenordnung liegt, die von dem verwendeten THz-Reflexionsaufbau gerade noch detektierbar ist; also ungefähr 1 % der Signalgröße der Reflexion an einer Metalloberfläche beträgt.

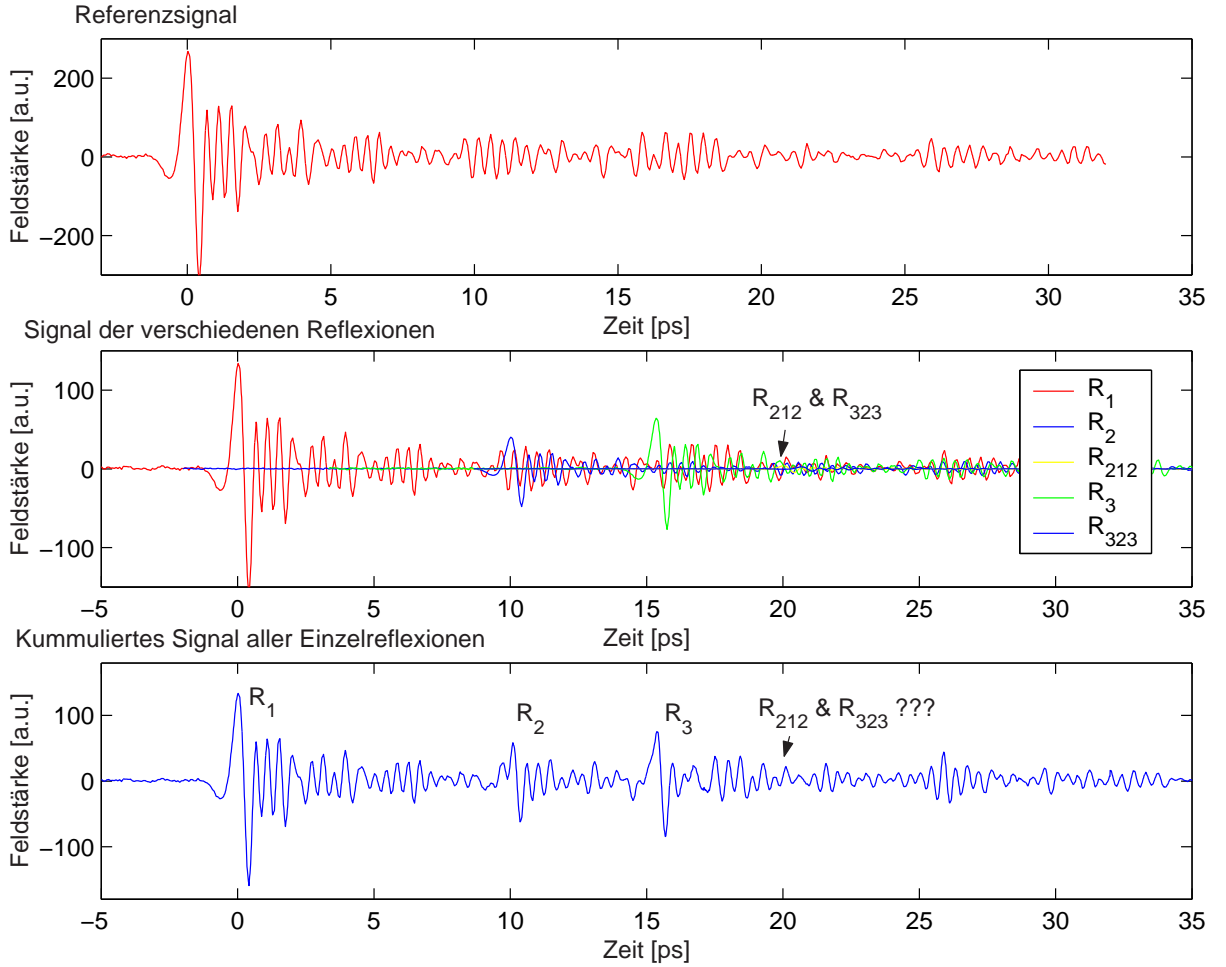


Abbildung 4.4: Beispielhafte Darstellung der einzelnen Teilreflexionen und des daraus resultierenden messbaren Signals für ein gewöhnliches ZnTe-THz-Signal, unter Berücksichtigung der jeweiligen Amplituden und Zeitverzögerungen der Einzelreflexionen für das in Abbildung 4.2 gezeigte Modell.

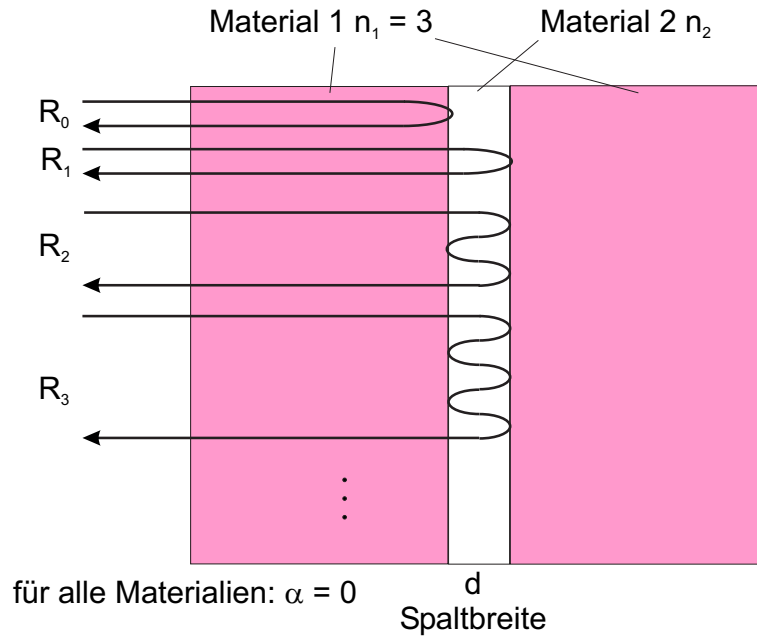


Abbildung 4.5: Modellsystem zur Berechnung der Reflexionen an dünnen Spalten. Die Reflexion R_0 hat zu den folgenden Reflexionen eine umgekehrte Amplitude. Deshalb addieren sich die Reflexionen destruktiv.

wird nun von dem aufgezeichneten Reflexionssignal subtrahiert. Dadurch werden auch die Nachschwingungen, die die späteren Signale überlagern und deren Analyse erschweren, aus dem Gesamtsignal entfernt.

Leider lässt sich dieses Prinzip nicht beliebig oft wiederholen, um auch andere für die jeweilige Untersuchung uninteressante Reflexionen aus dem gemessenen Signal zu entfernen, da die Fehler, die bei der Anwendung dieses Verfahrens entstehen, sehr bald gegenüber dem gewonnenen Nutzen überwiegen. Insbesondere verursachen das Rauschen des Signals, kleinen Veränderungen der Pulsformen (z.B. durch Dispersion) und Fehler im Herausrechnen der Signale, die durch die computerbedingt diskreten Anpassungsmöglichkeiten des Subtraktionssignales an die gemessene Pulsform entstehen, Ungenauigkeiten, die schnell Größenordnungen erreichen, die auch die Signale, die man mittels dieser Technik aufspüren möchte (wie z.B. die Reflexionen R_{212} und R_{323} im obigen Beispiel), aufweisen. Die Verbesserung, die man durch Eliminierung von einzelnen Teilsignalen erzielen kann, ist also nur bedingt dazu geeignet, sehr kleine Signale aus einer Summe von Signalen zu extrahieren. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt vielmehr darin, die Signalgröße der starken Reflexionen (z.B. von der ersten Grenzschicht im Medium - R_2) genauer zu bestimmen als dies in der Überlagerung aller Reflexionen möglich wäre.

4.3 Theoretische Überlegungen der Reflexion an kleinen Spalten

Ein Spezialfall der Mehrfachreflexionen in mehrschichtigen Systemen soll an dieser Stelle noch genauer betrachtet werden. Insbesondere für die Untersuchungen an indexangepassten Substanzen zwischen zwei Wafern, zur Vermeidung von unerwünschten Reflexionen an diesen Grenzschichten, werden die Spaltbreiten so klein, dass die beiden Reflexionen von den Grenzschichten dieses dünnen ($d < \lambda$) Spaltes im Zeitbereich nicht mehr durch zwei getrennte Signalspitzen aufgelöst werden. Es soll also das Grenzverhalten der Mehrfachreflexionen für Spaltbreiten gegen Null in Reflexionsgeometrie (vgl. Abbildung 2.6) untersucht werden. Dabei muss davon ausgegangen werden, dass sich die Reflexionen bei immer kleiner werdenden Spalten dem Verhalten bei einer Spaltbreite von Null, also dem Verhalten bei einem nicht vorhandenem Spalt, annähert und somit im Extremfall keine Reflexionen mehr auftreten.

Das Modellsystem, an dem die Rechnungen zu den Mehrfachreflexionen durchgeführt werden, ist in Abbildung 4.5 gezeigt.

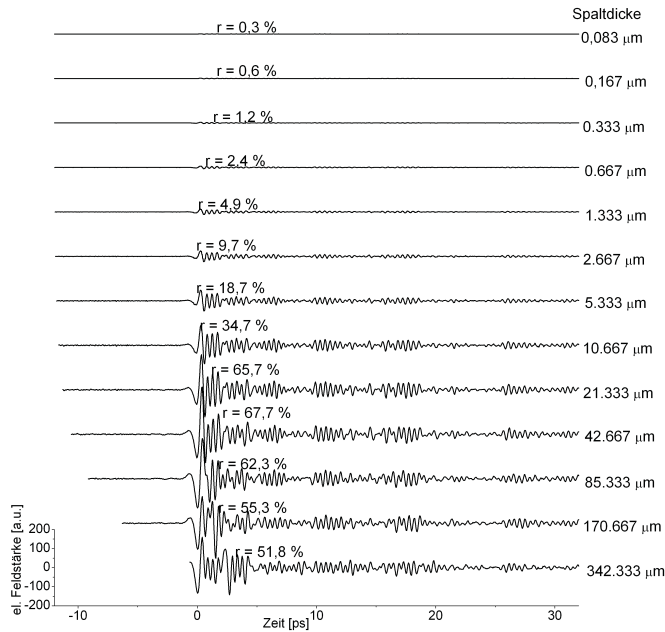
Die einzelnen Reflexionen werden nach Gleichungen (4.16) und (4.17) berechnet, wobei nur die Auswirkungen des Spaltes berücksichtigt werden. Die Verminderung der THz-Amplitude beim Eindringen in den Wafer, sowie beim Wiederaustritt und die damit verbundenen Mehrfachreflexionen, werden bei dieser Rechnung vernachlässigt, da nur die Reflexionen am Spalt isoliert betrachtet werden sollen. Die Rechnungen werden numerisch, basierend auf einem gewöhnlichen ZnTe-THz-Puls, durchgeführt, der als einfallendes Signal benutzt wird. Die einzelnen Reflexionen werden dann entsprechend den Reflexionskoeffizienten und der Zeitverzögerung durch das Durchlaufen des Spaltes berechnet und schließlich addiert. Die Rechnungen werden nach der Reflexion R_5 abgebrochen, da die Amplituden der höheren Reflexionen so klein werden, dass sie nur noch unwesentlich zum Ergebnis beitragen.

Es zeigt sich zunächst, dass die Reflexion R_0 zu allen folgenden Reflexionen eine umgekehrte Amplitude aufweist. Das lässt sich anhand der zwei möglichen Fälle zeigen:

Fall 1: Ist der Brechungsindex des Spaltes niedriger als der Brechungsindex der umgebenden Wafer, so ist der Reflexionskoeffizient für die erste Reflexion am Spalt (vgl. Gleichung (4.17)) negativ⁴, die Amplitude der Reflexion R_0 ist also gegenüber dem einfallenden Si-

⁴Es handelt sich bei dieser Reflexion um eine Reflexion an einer Grenzschicht, hin zu einem THz-optisch

Brechungsindex des Füllmediums $n = 1$ z.B. Luft



Brechungsindex des Füllmediums $n = 1,6$ z.B. Paraffin

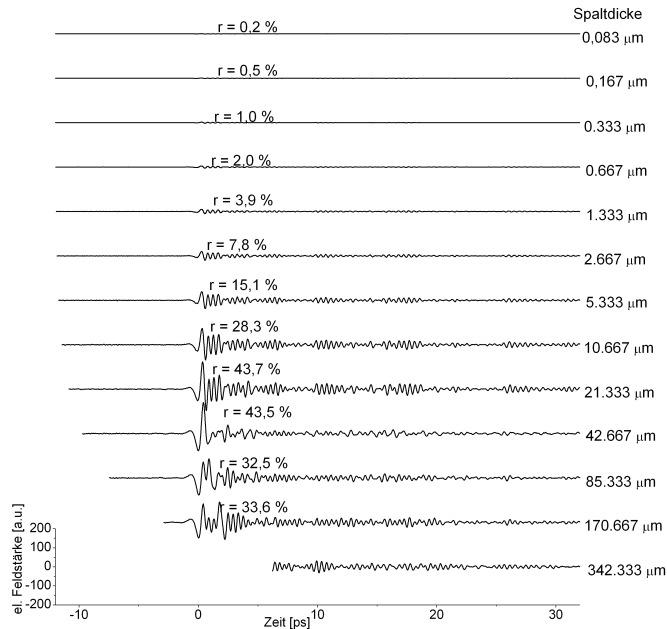
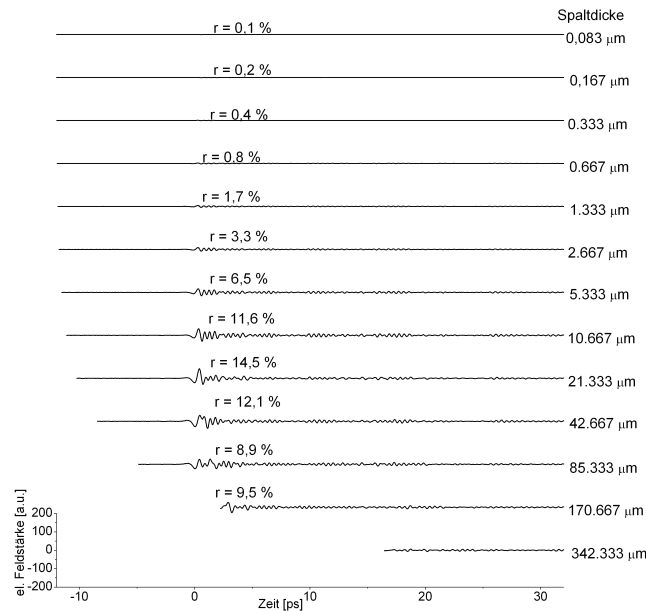


Abbildung 4.6: Beispielrechnung der Reflexionen an einem Spalt mit variabler Spaltbreite und zwei verschiedenen Brechungsindizes des Füllmediums des Spaltes ($n = 1$ & $n = 1,6$). Zudem sind die prozentualen Amplitudengrößen im Vergleich zu der Amplitude des Spaltes berechnet.

Brechungsindex des Füllmediums $n = 2,5$



Amplitude der Reflexion, abhängig von der Spaltbreite und dem Brechungsindex des Zwischenmediums

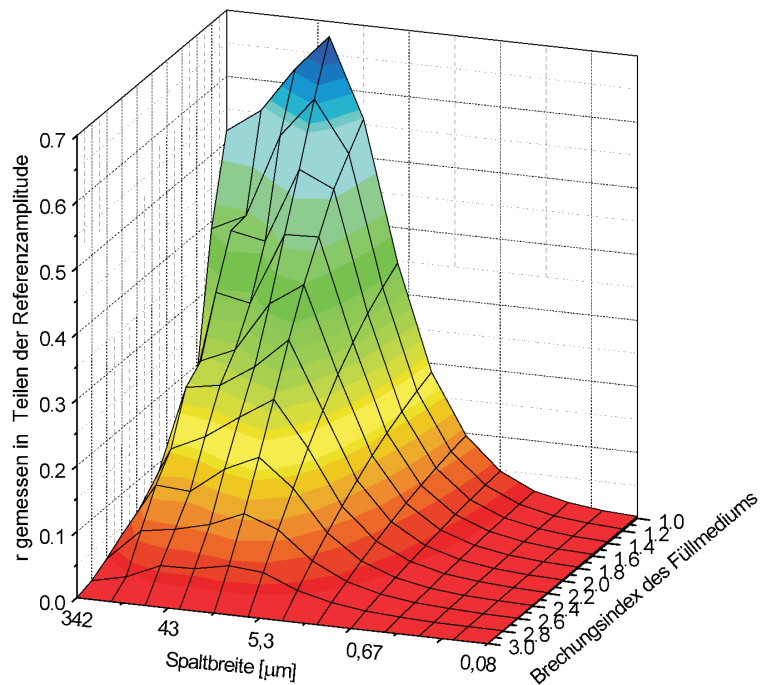


Abbildung 4.7: Beispielrechnung der Reflexionen an einem Spalt mit variabler Spaltbreite und festem Brechungsindex des Füllmediums ($n = 2,5$, oben). Abbildung der prozentualen Amplitudengröße, abhängig von der Spaltbreite und dem Brechungsindex des Füllmediums des Spaltes, sowie der Spaltbreite (unten).

gnal umgekehrt. Alle weiteren Reflexionen haben einen positiven Reflexionskoeffizienten und damit die gleiche Ausrichtung der Amplitude wie das ursprüngliche Signal. Somit ist die Amplitude der ersten Reflexion gegenüber allen weiteren umgekehrt.

Fall 2: In diesem Fall ist der Brechungsindex im Spalt höher als in den umliegenden Wafern. Hier ist die Ausrichtung der ersten Reflexion gleich der des einfallenden Signals. Alle weitere Reflexionssignale sind zu dieser ersten Reflexion in der Amplitude umgekehrt, weil sie eine ungerade Anzahl an Reflexionen erfahren, die alle die Amplitude umkehren. Damit hat wieder die erste Reflexion zu allen folgenden eine umgekehrte Amplitude.

Für sehr kleine Spalte ($d \ll \lambda$) zeigt es sich weiter, dass sich die reflektierten Signale fast vollständig auslöschen. Erst für größer werdende Spaltbreiten, in der Größenordnung von wenigen Prozent der Wellenlänge, ist die Auslöschung der einzelnen Reflexionen nicht mehr so gut, und das reflektierte Signal erreicht in der Amplitude einige Prozent der Amplitude des einfallenden Signals. Vergrößert man den Spalt weiter, so werden die Reflexionen immer deutlicher, bis dann letztlich bei Spaltbreiten von einer Wellenlänge und mehr, die entstehenden Einzelreflexionen durch mehrere Signalspitzen im Zeitbereich aufgelöst werden können.

Für alle Ergebnisse gilt, dass je näher der Brechungsindex des Mediums im Spalt am Brechungsindex der Wafer liegt, umso kleiner werden die Reflexionen. Alle Ergebnisse sind graphisch in den Abbildungen 4.6 und 4.7 dargestellt.

4.4 Versuche und Ergebnisse

Im Folgenden sollen einführende Experimente gezeigt werden, die die Möglichkeiten und Schwierigkeiten bei der Untersuchung von mehrschichtigen Systemen mit kohärenten THz-Pulsen vorstellen.

Diese Schwierigkeiten sind vergleichbar mit denen, die in deutlich komplexerer Form, z.B. bei der medizinischen Anwendung der THz-Strahlung, auftreten können.

dünnere Medium.

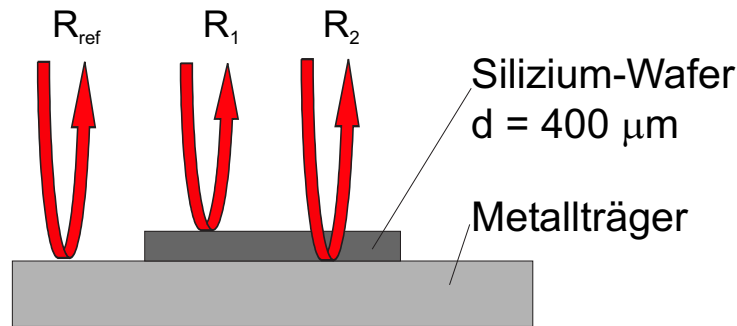


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung der Silizium Probe auf einem Metallträger mit den entsprechenden Signalen, die im Reflexionssetup auftreten.

4.4.1 Untersuchungen an Silizium

Anhand eines einfachen hochresistiven⁵ Silizium-Wafers der Firma Topsil wird der reflektierte THz-Puls zeitaufgelöst aufgezeichnet und die darin enthaltenen einzelnen Signale der verschiedenen Reflexionen mit oben genannter Beispielrechnung verglichen. Der Aufbau der Probe ist in Abbildung 4.8 dargestellt.

Gemessen wird ein Referenzsignal der Metalloberfläche und das Zeitbereichssignal des Silizium-Wafers, das mehrere überlagerte Signale beinhalten sollte. Daraufhin kann das tatsächliche Signal mit den Erwartungen gemäß obiger Überlegungen verglichen werden. Dabei wird an der Grenzschicht vom Silizium-Wafer zum Metallträger eine Reflektivität von 100 % angenommen, da eine glatte Metalloberfläche wie ein THz-Spiegel wirkt. Die folgende Abbildung 4.9 zeigt sowohl die Zeitbereichsdaten des im THz-Radarsetup gemessenen Silizium-Wafers, als auch einen direkten Vergleich der gemessenen mit den erwarteten Ergebnissen einer solchen Messung.

Man erkennt deutlich die gute Übereinstimmung der gemessenen Signale mit den Vorhersagen der Theorie. Sowohl die gemessenen Amplituden stimmen mit den Erwartungen überein als auch der THz-Breitbandbrechungsindex mit dem Literaturwert. Der Brechungsindex wurde dabei nach den in Kapitel 5 vorgestellten Methoden berechnet. Eine Absorption im Silizium, die eine Verringerung der gemessenen gegenüber der berechneten Amplitude bedeuten würde, kann in den Daten nicht festgestellt werden.

⁵ $\rho > 10 \text{ k}\Omega \text{ cm}$

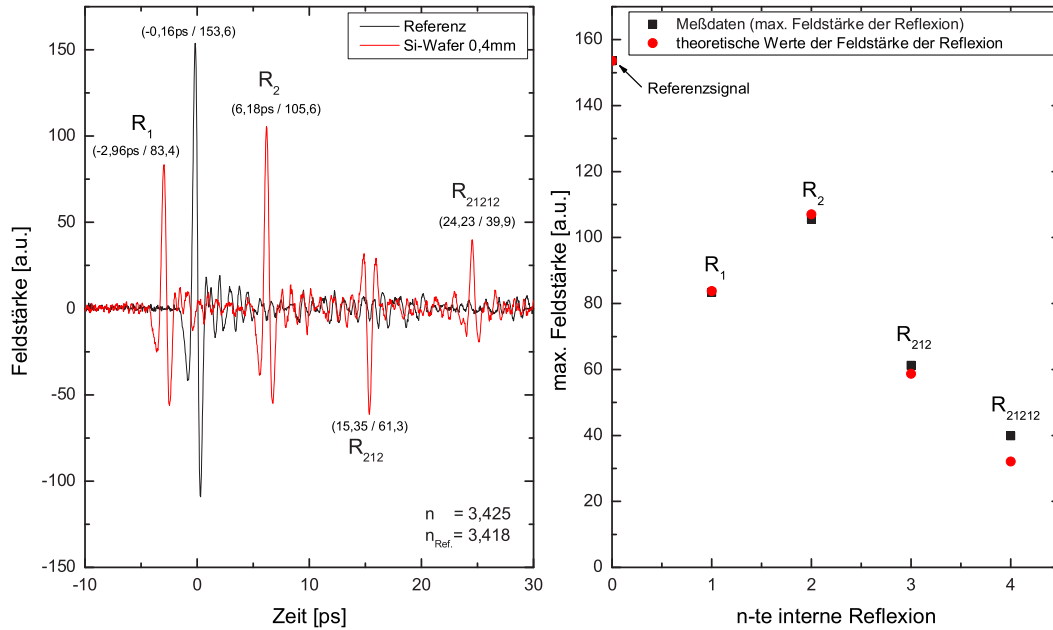


Abbildung 4.9: Ergebnis der Zeitbereichsmessung des THz-Reflexionssignals an einem $400\text{ }\mu\text{m}$ dicken Silizium-Wafer (links) und die Auswertung bzw. der Vergleich zur Theorie der Zeitbereichsdaten (rechts). Die Zeitbereichsmessung zeigt sowohl das THz-Signal einer Metalloberfläche (Referenz) als auch die Zeitbereichsdaten der Reflexion an dem Silizium-Wafer. Die einzelnen Reflexionssignale (vgl. Abbildung 4.8) sind zu erkennen. Die weiteren Reflexionen stammen aus Mehrfachreflexionen im Wafer und sind in Abbildung 4.8 nicht mehr aufgeführt. Rechts ist der Vergleich der gemessenen Amplitudengrößen mit den theoretisch erwarteten Amplitudengrößen, abhängig von der Nummer der Reflexionen, zu sehen.

4.4.2 GaAs-Wafer mit mehreren unterschiedlich dotierten Schichten

In diesem Schritt sollen GaAs-Proben im Rahmen eines ESA-Projektes mit der Universität Erlangen mittels der oben beschriebenen Technik untersucht werden. Im Unterschied zu den Messungen an einem unbehandelten Silizium-Wafer, komplizieren sich die Messungen in diesem Fall derart, dass die Proben für die Verwendung als THz-Antennen teilweise vorbereitet sind. Das bedeutet, dass auf sie Grundlagen für Antennenstrukturen in Form von mehreren unterschiedlich dotierten dünnen⁶ Schichten aufgebracht sind, die die für THz-Strahlung relevanten Materialeigenschaften verändern. Diese sollen an dieser Stelle

⁶Etwas 5 nm bis 500 nm

näher untersucht werden.

Zunächst soll das Ausgangsmaterial, also ein reiner intrinsischer GaAs-Wafer, sowie das ebenfalls aus intrinsischem GaAs bestehende Ausgangsmaterial TP1 analysiert werden. Dazu wird (vgl. Abbildung 4.8) das GaAs auf einem Metallträger, der gleichzeitig für das Referenzsignal verwendet wird, befestigt, und das THz-Reflexionssignal aufgezeichnet. Im Unterschied zu den Messungen an Silizium wurde bei den Messungen kein massiver Metallträger verwendet, sondern nur ein Rahmen, der hinter dem Wafer hohl war, so dass an dieser Stelle kein Reflexionsgrad von 100 % anzunehmen ist. Der Reflexionsgrad bestimmt sich vielmehr aus den Fresnelschen Gleichungen mit gegebenem Brechungsindexsprung zwischen GaAs und Luft.

Die Ergebnisse für die beiden GaAs-Wafer sind in Abbildung 4.10 gezeigt.

Zunächst fällt auf, dass durch die rückwärtige Reflexion an einer Grenzfläche zu Luft die Größe der Reflexionen gegenüber dem Silizium deutlich abnehmen. Dies ist damit zu begründen, dass im Falle einer Grenzfläche zu Metall wie bei den Messungen am Silizium-Wafer keine Energie aus dem System treten kann, und somit der THz-Puls eine größere Anzahl an messbaren Zyklen im Wafer durchlaufen kann.

Auffällig ist auch der Phasensprung, den das an der Rückseite reflektierte Signal erfährt. Dieser Phasensprung hat seinen Ursprung in der Reflexion hinteren Grenzschicht des Wafers zu Luft und tritt auf, weil Luft, also das Medium an dem gespiegelt wird, einen kleineren Brechungsindex besitzt als GaAs. Alle weiteren Reflexionen erfahren jeweils Vielfache von zwei Phasensprüngen, sind also in ihrer Phasenlage schon wieder identisch mit der Phasenlage des Signals R_2 .

Vergleicht man die Resultate der beiden Proben mit den theoretischen Erwartungen, so stellt man, wie in Abbildung 4.11 gezeigt, eine gute Übereinstimmung fest. Da die theoretischen Werte ohne Absorption im GaAs gerechnet sind, muss man von einer mit dieser Methode nicht feststellbaren Absorption in beiden GaAs-Proben ausgehen.

Der Aufbau von drei weiteren zu untersuchenden Proben ist komplexer: Auf das Substrat TP1 werden periodisch verschiedene Halbleiterschichten gewachsen. Dabei wiederholen sich periodisch, mindestens jedoch einmal, eine n-dotierte Schicht, eine intrinsische Schicht und eine p-dotierte Schicht. Diese dienen dazu, optisch angeregte Elektronen durch ein inneres elektrisches Feld zu beschleunigen. Der daraus resultierende Strom kann durch die Modulation der optischen Strahlung beeinflusst werden. Mit einer Modulation des Stroms in THz-Frequenzbereich können solche Strukturen als THz-Emitter dienen. Durch

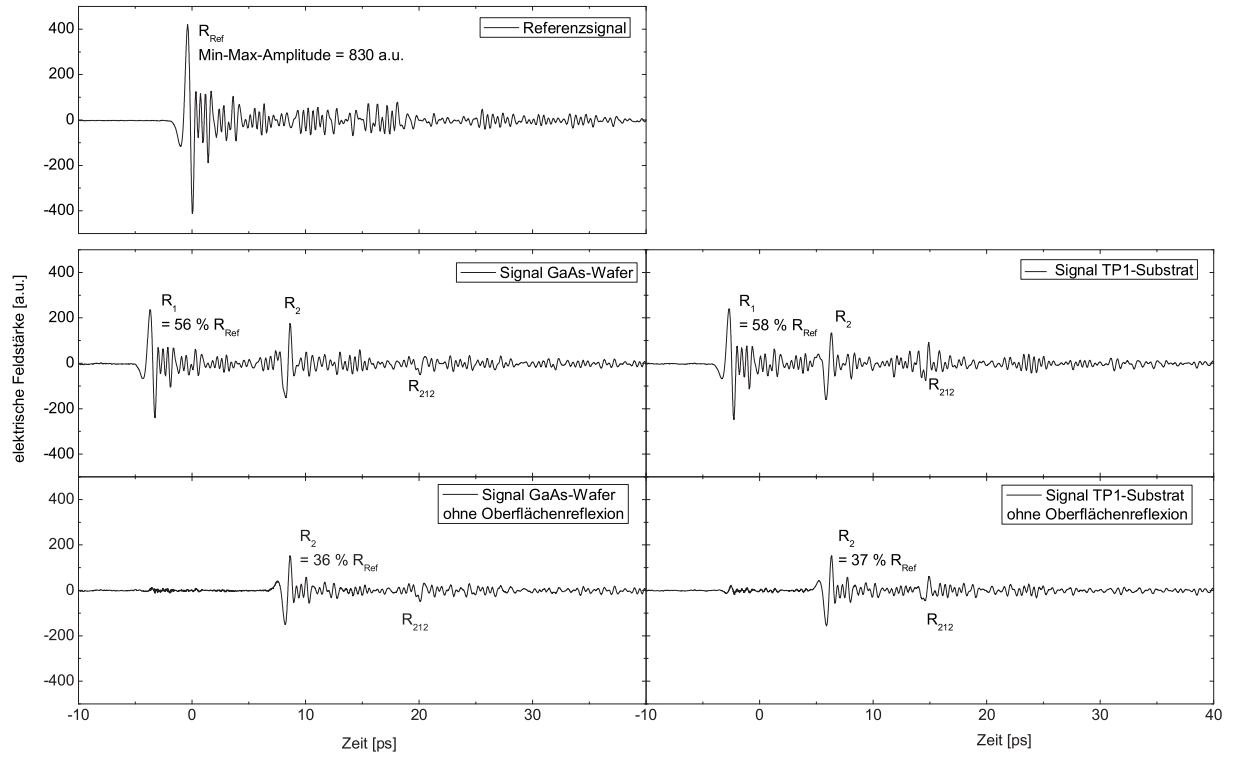


Abbildung 4.10: Gemessene Zeitbereichssignale des intrinsischen GaAs-Wafer und des Substrates TP1. Gezeigt ist das Signal einer Metallreferenz, sowie jeweils die ursprünglich aufgezeichneten Signale und die aufgezeichneten Signale ohne die Oberflächenreflexion, die nach dem Verfahren in Kapitel 4.2 und auf Basis der Metallreferenzdaten herausgerechnet wurden.

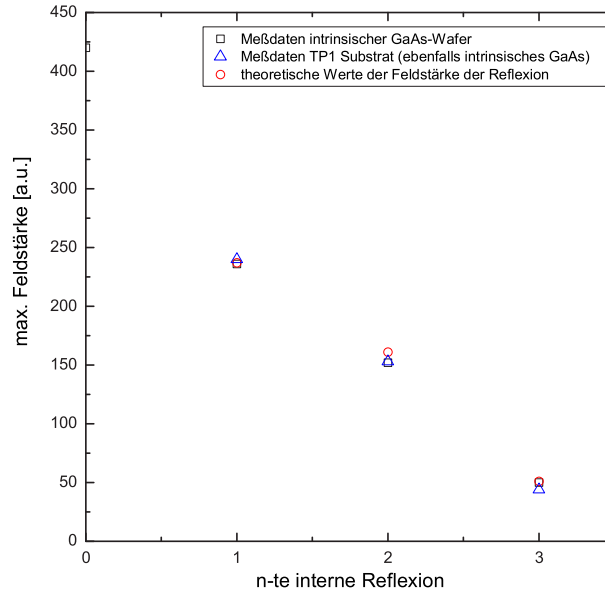


Abbildung 4.11: Vergleich der gemessenen GaAs und TP1 Signalamplituden mit den theoretisch berechneten Amplituden aufgrund des Referenzsignals, wie sie in Abbildung 4.10 gezeigt wurden.

periodische Wiederholung der Strukturen wird eine effiziente Abstrahlung auch in höheren Frequenzbereichen des THz-Spektrums ermöglicht.

Bei diesen Proben handelt es sich um zunächst zwei einperiodige Proben (TP920 und TP945) aus Erlangen [20, 21], wobei letztere zusätzlich einen Bragg-Spiegel für die optische Strahlung integriert hat. Die dritte Probe ist eine Probe aus Santa Barbara und besitzt sieben nip-Perioden.

Da diese Strukturen durch die aufgetragenen Schichten zwei unterschiedliche Seiten haben, werden auch beide Seiten nacheinander im THz-Reflexionssetup untersucht. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.13 dargestellt.

Es fällt auf, dass sich die Reflexionen von der Vorderseite und der Rückseite bei den Proben TP920 und TP945 deutlich von den Reflexionen des unbehandelten GaAs-Wafers unterscheiden. Von der Vorderseite unterscheiden sich die Reflexionen nur unwesentlich von der Referenzmessung aus Abbildung 4.10, die auch für diese Proben den Vergleich zu einer vollständig reflektierenden Metalloberfläche erlaubt. Sowohl Signalform als auch Signalgröße sind gleich der Reflexion an einer Metalloberfläche. Dies legt den Schluss nahe, dass die dotierten Schichten, die an der Oberfläche liegen, durch ihre Dotierungen so

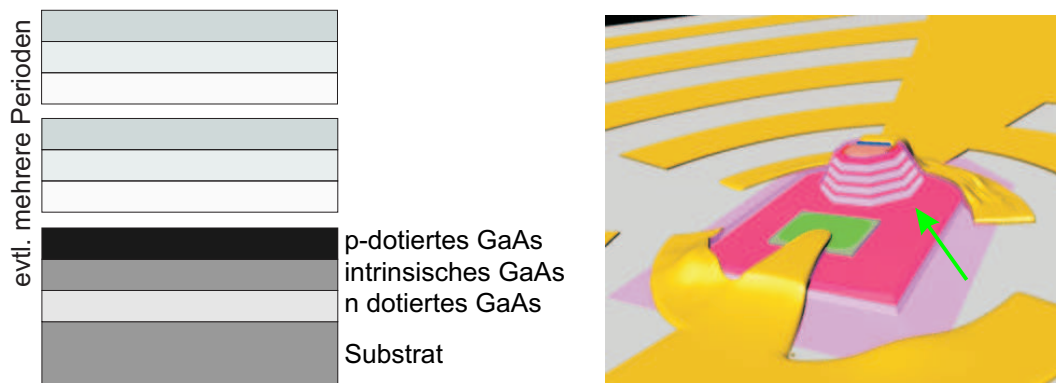


Abbildung 4.12: Schematische Darstellung des Schichtaufbaus einer nipi-THz-Emissionsschicht (links) und Aufbau einer THz-Antenne aus dem mehrschichtigen Material (rechts).

gute Leiter sind, dass sie sich in ihren THz-Reflexionseigenschaften einer Metalloberfläche annähern.

Anders ist die Reflexion der Rückseiten. Hier erhält man zunächst dieselbe Oberflächenreflexion wie sie auch bei der Reflexion von unbehandeltem GaAs auftritt. Die Reflexionen R_2 aus dem Inneren des Halbleiters sind ebenfalls vergleichbar mit den Reflexionen von der Rückseite des unbehandelten GaAs-Wafers, wie sie schon in Abbildung 4.10 zu sehen ist. Allerdings verwundert es, warum diese Reflexionen, die an den vielen Schichten stattfinden, nicht deutlich größer sind als beobachtet, da diese Schichten bei der Reflexion von der Probenvorderseite ein nahezu vollständiges Reflexionsvermögen aufweisen, wie die Messungen von der Vorderseite gezeigt haben. Diese Reflexion an den vielen aufgetragenen Schichten sollte eine deutlich größere Reflektivität aufweisen als eine einfache Luft-GaAs-Grenzschicht, wie in Abbildung 4.10. Erklärbar ist das nur über eine größere Absorption im Material, die die größere Reflektivität kompensiert. Diese Absorption könnte in den dotierten Schichten stattfinden, da in diesen Schichten mehr freie Ladungsträger vorhanden sind und damit eine größere Absorption wahrscheinlich ist [22].

Die dritte untersuchte Probe unterscheidet sich nochmals grundlegend von den übrigen. Hier sind die Resultate der Untersuchungen unabhängig von der betrachteten Seite. Man erkennt, dass die Signalgröße des reflektierten Signals in der Größe vergleichbar ist mit der Signalgröße einer normalen Luft-GaAs-Grenze. Allerdings sind - nicht wie bei allen anderen Proben - keine weiteren Reflexionen von weiteren Grenzschichten im Material zu erkennen. Es scheint also eine so starke Absorption im Material zu existieren, dass die reflektierten Signale, z.B. der Rückseite, schon nach zweimaligem Durchlaufen der Wafer-

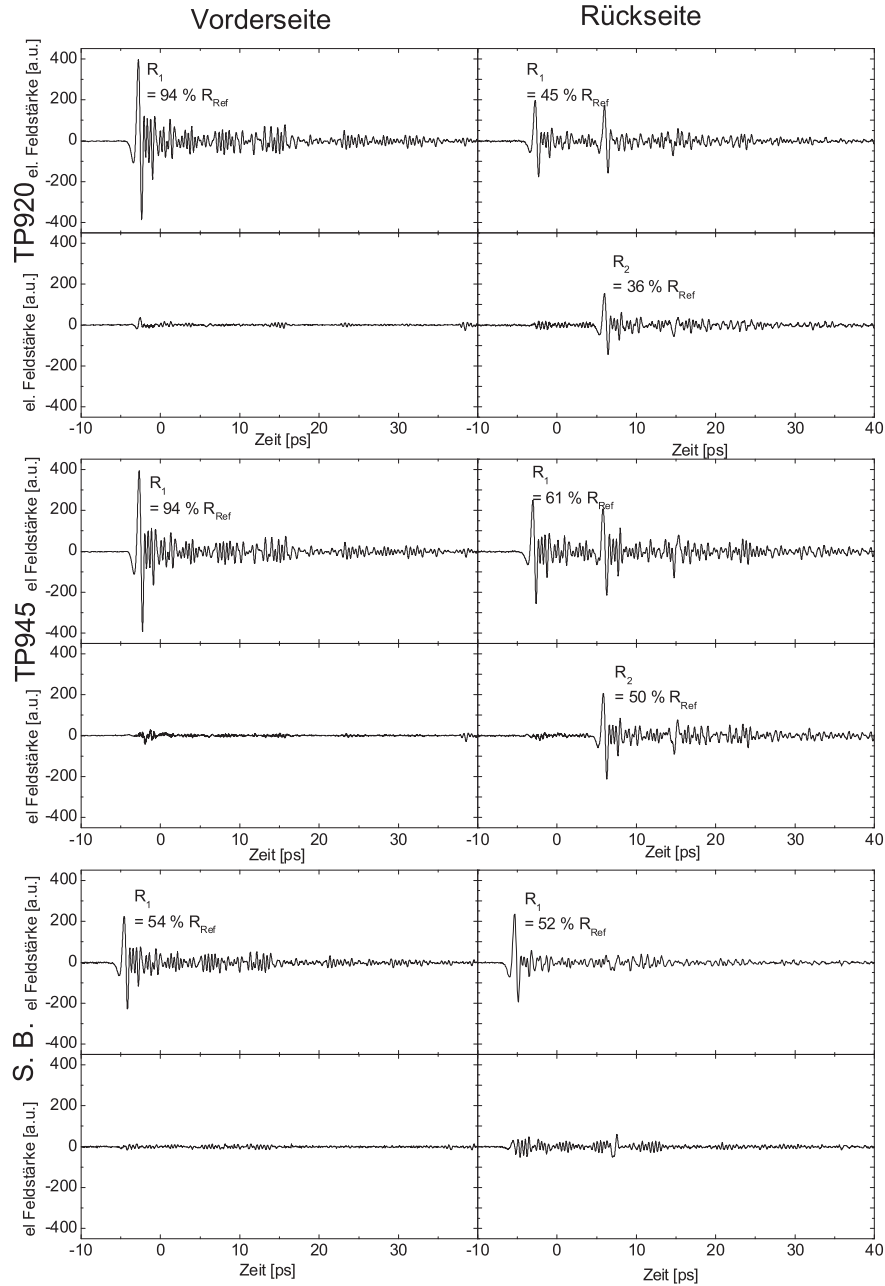


Abbildung 4.13: Gemessene Zeitbereichssignale dreier mehrschichtiger Proben TP920, TP945 und einer Probe aus Santa Barbara. Gemessen wurde jeweils das Reflexionssignal von Vorderseite und Rückseite einer Probe, da diese durch die einseitige Beschichtung differieren. Zusätzlich sind jeweils die Reflexionssignale ohne die Oberflächenreflexion zu sehen. Man erkennt, dass die beschichtete Seite als nahezu perfekter THz-Spiegel fungiert, während die Reflexionsdaten der anderen Seite der jeweiligen Wafer auch Reflexionen aus dem Waferinneren zeigen. Nur das Santa Barbara Substrat scheint von beiden Seiten teilreflektierend, jedoch stark absorbierend, weshalb keine Reflexionen aus dem Waferinneren zu sehen sind.

Dicke nicht mehr im detektierbaren Bereich des Systems liegen. Die Tatsache, dass die Reflexionen unabhängig von der untersuchten Seite der Probe sind, legt den Schluss nahe, dass es sich bei der Probe nicht um eine schon beschichtete Probe - wie oben spezifiziert - handelt, sondern vielmehr um das unbeschichtete Substrat.

Bei allen Versuchen ist die Güte des nachträglichen Entferns der Oberflächenreflexion davon abhängig, inwieweit die Oberflächenreflexion die Signalform verändert, da nur für eine perfekte Erhaltung der Signalform, die sich höchstens durch eine Skalierung der Amplitude unterscheiden darf, damit eine perfekte nachträgliche Entfernung der Oberflächenreflexion, inklusive aller wasserdampfbedingten Nachschwingungen, möglich ist. Die Veränderung der Signalform an der Oberfläche kann sich z.B. durch einen frequenzabhängigen Brechungsindex äußern, wodurch einige Frequenzen zu einem höheren Prozentsatz als andere reflektiert werden und sich somit (mit der Betrachtung wieder im Zeitbereich) die Signalform ändert. Außerdem können kleine Oberflächenunebenheiten und die Tatsache, dass nicht alle verwendeten Wafer doppelseitig poliert waren, Einfluss auf die Signalform nehmen. Dennoch erlaubt diese Methode, von früheren Reflexionen überlagerte Signale deutlicher herauszuarbeiten und zu analysieren als dies mit den reinen Zeitbereichsdaten möglich wäre.

4.4.3 Untersuchung an Vakuumfett und Paraffin

Immer dort, wo zwei optische Komponenten eng zusammen stehen und möglichst viel optische Leistung durch diese Komponenten transportieren werden soll, muss das Problem gelöst werden, dass Reflexionen, die an den Grenzschichten zur Luft zwischen diesen beiden Komponenten entstehen, abhängig vom jeweiligen Brechungsindex, erhebliche Leistungsverluste für das Signal bedeuten können. Zur Vermeidung solcher Verluste füllt man den Spalt zwischen den Komponenten mit einer Substanz aus, die im Idealfall denselben Brechungsindex hat wie die beiden Komponenten. Dieses indexangepasste Substanz vermeidet dann die Oberflächenreflexionen aufgrund von Brechungsindexsprüngen. Steht kein im Brechungsindex genau passendes Mittel zur Verfügung, so können trotzdem erhebliche Verbesserungen erreicht werden, wenn nur der Brechungsindexquotient zwischen den optischen Komponenten, die es zu verbinden gilt, und der Substanz, die den Zwischenraum ausfüllt, kleiner ist als der Quotient der Brechungsindices zwischen den optischen Komponenten und Luft. Dadurch verringert sich die Reflexion und ein größerer Teil der eingestrahlten optischen Leistung wird transmittiert.

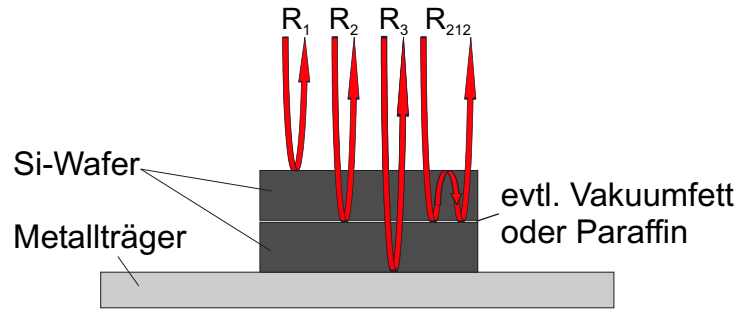


Abbildung 4.14: Schematische Darstellung der Probe zur Untersuchung der Reflexion von der Grenzschicht zwischen zwei Silizium-Wafern. Die einfachsten erwarteten Reflexionen, die im System enthaltenen Grenzschichten, sind ebenfalls eingezeichnet. Problematisch bei Zeitbereichsmessungen ist, dass das Signal R_3 zeitgleich mit dem Signal R_{212} den Detektor erreicht und deshalb nicht genau identifiziert werden kann. Bei der Konzentration auf das Signal R_2 ist diese Problematik aber unerheblich.

In der Praxis wird für THz-Strahlung oft Vakuumfett verwendet, ohne dabei die genauen THz-Eigenschaften zu kennen und nur aus der Erfahrung heraus, dass es in der praktischen Anwendung passable Ergebnisse erzielt.

Es soll der Gegenstand dieser Untersuchung sein, wie gut Verbindungen von THz-Optiken mit Vakuumfett sind, und ob ein eventueller Einsatz von Paraffin als Ersatz, elementare Vorteile bringen würde.

Zu dieser Untersuchung werden eine Reihe von Messungen vorgenommen. Darunter werden zunächst die Auswirkungen eines Luftspaltes, der nicht durch ein verbindendes Medium aufgefüllt wird, bei polierten Silizium-Wafern untersucht. Daraufhin werden dieselben Messungen mit Vakuumfett und Paraffin, als Verbindungsmittel zwischen den einzelnen Wafer-Lagen, wiederholt und die Ergebnisse ausgewertet. Dabei wurde allerdings nicht die Transmissionseigenschaft eines derart ausgefüllten Spaltes gemessen, sondern im Umkehrschluss die Reflexionen von einem solchen Spalt analysiert. Je kleiner die Reflexion, desto größer muss (bei Vernachlässigung von Absorption) die Transmission sein (vgl. Gleichung 4.13).

Der Probenaufbau ist in Abbildung 4.14 dargestellt.

Allerdings tritt die Komplikation auf, dass die Reflexion von der Unterseite der Probe nicht von der Doppelreflexion im oberen Silizium-Wafer zu unterscheiden ist, da sie im Zeitbereich dieselbe Verzögerung erfährt und damit zeitgleich den Detektor erreichen wird. Das macht eine Interpretation aller nach R_2 kommenden Reflexionen schwierig, bedeutet

allerdings im Rahmen dieser Untersuchung keine allzu große Einschränkung, da für die Untersuchung der Reflexionen am Spalt die Reflexion R_2 ohnehin den einfachsten und interessantesten Fall darstellt.

Um eine quantitative Aussage darüber machen zu können, wie sich unterschiedliche Index-matchingsubstanzen auf die Reflexion zwischen zwei Silizium-Wafern auswirkt, wird eine Vergleichsmessung mit vier verschiedenen Proben durchgeführt. Alle Proben sind aufgebaut wie in Abbildung 4.8 gezeigt ist. Bei der ersten Probe sind nur zwei Silizium-Wafer aufeinander befestigt, bei den drei anderen Proben wurden entweder Paraffin oder Vakuumfett (verarbeitet bei Zimmertemperatur bzw. 100°C) zwischen den Wafern aufgetragen. Die Ergebnisse der Vergleichsmessungen sind in Abbildung 4.15 gezeigt.

Von besonderem Interesse bei der Untersuchung ist insbesondere die Reflexion R_2 , da diese die Reflexion von der Grenzschicht zwischen den beiden Silizium-Wafern darstellt. Eigentlich sollte es sich dabei um zwei Reflexionen handeln, die an den beiden Grenzen (Silizium zu Füllmedium bzw. Luft und Füllmedium bzw. Luft zu Silizium) entstehen. Da der Spalt aber sehr klein ist, reicht die zeitliche Auflösung durch die Länge der THz-Pulse nicht aus, um die beiden Reflexionen zeitlich zu trennen. Dies erschwert auch die weitere Untersuchung der Größen der Feldamplituden der Reflexionen, da es sich nicht nur um eine einzelne reflektierte Signalform, sondern vielmehr um eine Interferenz vieler Signale handelt. Darin sind unter anderem die beiden Reflexionen an den beiden Grenzschichten enthalten, aber auch Mehrfachreflexionen, die durch mehrfaches Hin- und Herlaufen des Signals in dem kleinen Spalt entstehen. Insgesamt ist jedoch festzustellen, dass durch den Einfluss der Dicke der Schicht zwischen den beiden Wafern und den damit verbundenen Auswirkungen auf die Interferenzen, eine quantitative Analyse alleine aus diesen Zeitbereichsdaten sehr schwierig wird.

Qualitativ lässt sich aus Grafik 4.15 festhalten, dass für die gewöhnliche THz-Anwendung das Paraffin besser geeignet ist als Vakuumfett, um zwei THz-optische Elemente miteinander zu verbinden. Mit beiden Materialien werden jedoch bessere Ergebnisse erzielt als bei einer Verbindung ohne Zwischenmaterial.

Der Einfluss der Dicke der Zwischenschicht auf die Reflexion kann am einfachsten durch eine Veränderung der Dicke zwischen den beiden Silizium-Wafern gezeigt werden. Deshalb wird eine vierte Probe analysiert, in der auch Vakuumfett als Füllungsmaterial verwendet wird, bei der jedoch die Verarbeitungstemperatur bei 100°C liegt, wodurch die Schichtdicke des Füllmediums zwischen den beiden Wafern dünner wird, da sich die Viskosität

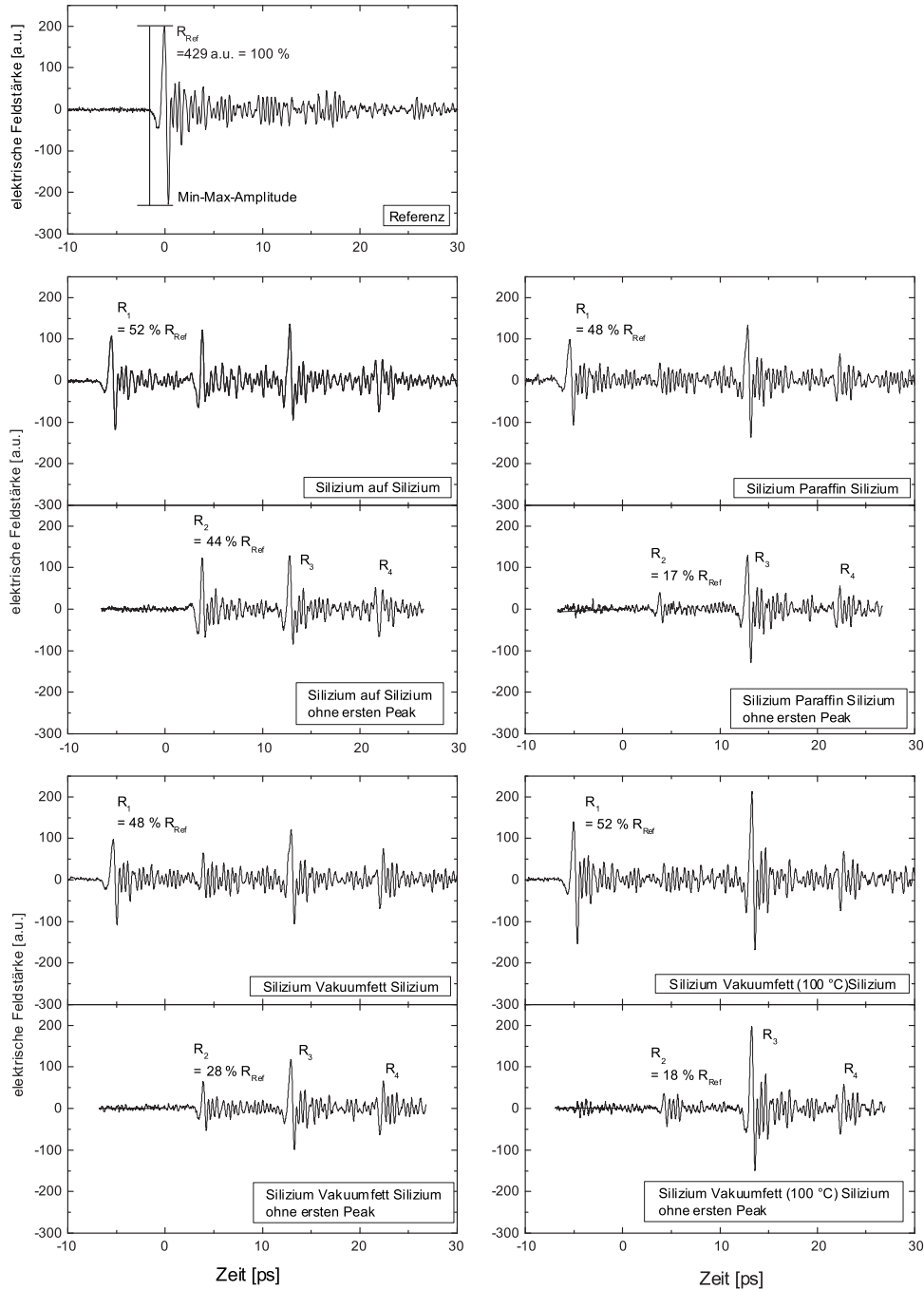


Abbildung 4.15: Gemessene Zeitbereichssignale von einer Metallreferenz und von vier mehrschichtigen Systemen von Silizium-Wafern (vgl. Abbildung 4.14). Die Proben unterscheiden sich dabei durch die verschiedenen Füllmaterialien zwischen den Wafern. Die erste Probe hat keine Füllung, bei der zweiten Probe wurden die Wafer durch Paraffin verbunden und für die dritte Probe wurde Vakuumfett verwendet. Die vierte Probe ist ebenfalls mit Vakuumfett verbunden, das bei 100°C verarbeitet wurde. Dargestellt sind jeweils die gemessenen Zeitbereichssignale, sowie die nachbearbeiteten Signale ohne die Oberflächenreflexion.

des Vakuumfetts bei höheren Temperaturen deutlich verringert.

Man erkennt, dass die Signalform der Reflexion an der zweiten Grenzschicht, gegenüber dem Signal an der bei Raumtemperatur verarbeiteten Probe, kleiner geworden ist und sich auch die Signalform geändert hat. Diese Veränderungen sind dabei einzig der veränderten Schichtdicke des Vakuumfetts zuzuschreiben, da sich nur dieser Parameter im Vergleich zur obigen Messung geändert hat. Alle anderen Parameter, wie z.B. die Brechungsindices der verwendeten Materialien, haben sich nicht geändert.

Der Vergleich mit den in Kapitel 4.3 gerechneten Ergebnissen zeigt eine gute Übereinstimmung der Messergebnisse mit den Erwartungen. Zunächst bestätigt sich die Vermutung, dass schon eine Verkleinerung des Brechungsindexunterschieds zwischen den verwendeten Wafern und dem verwendeten Füllmaterial für den Spalt eine signifikante Verbesserung, also eine Verkleinerung des vom Spalt kommenden Signals, darstellt. Auch eine Verkleinerung des Spalts hat einen positiven Effekt auf das Ergebnis.

Quantitative Vergleiche, wie z.B. der Versuch, aus den gemessenen Reflexionen Rückschlüsse auf die Spaltdicke zwischen den Wafern zu schließen, sind zwar prinzipiell möglich, jedoch fehlerbehaftet, da die Rechnungen von zwei exakt parallelen Wafern ausgehen. In der Praxis ist jedoch der Spalt, der zwischen den beiden Silizium-Wafern übrigbleibt und die starke Reflexion R_2 verursacht, wohl durch Verunreinigungen auf den Waferoberflächen bzw. Verkippen durch nicht gleichmäßiges Einspannen in die Haltevorrichtung zu erklären, womit die Annahme von exakt parallelen Wafern sicherlich fraglich ist. Allerdings wird sich die Verkippen der Wafer gegeneinander durch den relativ kleinen THz-Fokus nicht übermäßig auswirken.

Beim Vergleich der gemessenen Amplituden der Reflexion R_2 mit den Rechnungen unter Einbezug der gemessenen Brechungsindices von Paraffin und Silizium (vgl. dazu Kapitel 5) zeigt sich, dass offenbar durch die Verwendung eines Füllmediums für den Spalt die Spaltbreite gegenüber der Spaltbreite ohne Füllmedium reduziert werden kann. Für die Probe mit nicht ausgefülltem Zwischenraum ergibt sich beim Vergleich mit einem entsprechend gerechnetem Modell⁷ ein Spaltmaß von ungefähr $50\mu\text{m}$. Bei der Paraffin-Probe zeigt sich eine Spaltbreite von ungefähr $20\mu\text{m}$, die Vakuumfett-Probe weist eine Spaltbreite von $30\mu\text{m}$ bei Verarbeitung mit Raumtemperatur auf und ebenfalls $20\mu\text{m}$ bei Verarbeitung bei 100°C . Die Verkleinerung der Reflexionssignale R_2 ist damit nicht alleine der Verkleinerung des Brechungsindexunterschieds bei Verwendung eines Füllmediums zu-

⁷Die Rechnungen erfolgten auf der Basis des Modells aus Kapitel 4.3 mit den entsprechenden Silizium-Brechungsindices und unter Berücksichtigung der Reflexionen R_1 an der Silizium Oberseite.

zuschreiben, sondern auch zum Teil der Verkleinerung der Spaltgröße durch Verwendung von Füllmedien.

Als Ergebnis bleibt also festzuhalten, dass eine Verwendung eines Füllmediums in jedem Fall Vorteile mit sich bringt. Um jedoch die übrigbleibenden Amplitudengrößen von 17 % noch weiter zu verringern, muss das Füllmedium in seinem Brechungsindex besser an die umliegenden Wafer angepasst werden, da eine weitere Verkleinerung der Spaltgröße einen bedeutend höheren Herstellungsaufwand bedeuten würde. Paraffin und Vakuumfett sind in ihren Brechungsindices noch relativ weit von Silizium entfernt, so dass sich die Suche nach Substanzen mit besser angepassten Brechungsindices lohnen würde. Einen Einstieg in diese Suche soll das folgende Kapitel 5 darstellen.

4.5 Anwendung der Schichtanalyse auf biologische Proben

Um den Übergang von einfachen Modellsystemen, die mittels THz-Strahlung zu untersuchen und zu charakterisieren sind, hin zu komplexeren Untersuchungen an biologischen Systemen darzustellen und die dabei entstehenden Probleme zu verdeutlichen, sei im Folgenden eine mögliche medizinische Anwendung für THz-Strahlung - die Untersuchung von menschlichen Zähnen - näher beleuchtet. Vorab kann jedoch die Hauptursache der Probleme bei der Untersuchung von organischem Gewebe mit THz-Strahlung schon angedeutet werden: Besonders die hohe Absorption aufgrund des hohen Wassergehaltes in organischem Gewebe verhindert das Durchdringen der THz-Strahlung durch große Strecken von Gewebe. Dies verursacht insbesondere bei sog. In Vivo Untersuchungen, also bei Untersuchungen am lebenden Objekt, große Probleme, da hier der Wassergehalt der Probe nicht einfach durch Trocknen verringert werden kann.

Dabei ist der Aufbau eines menschlichen Zahns in seiner grundsätzlichen Struktur vergleichbar mit den, in den vorigen Kapiteln diskutierten, mehrschichtigen Systemen⁸, wobei sich die einzelnen Schichten in ihren THz-optischen Eigenschaften unterscheiden. Der Aufbau eines Zahns ist zusammen mit den wesentlichen Materialeigenschaften im THz-Frequenzbereich in Abbildung 4.16 näher erläutert.

⁸Wobei die implizite Annahme in folgenden Überlegungen, dass die Grenzschicht Luft-Zahnschmelz und die Grenzschicht Zahnschmelz-Luft parallel sind (wie die Grenzschichten in den Systemen aus Halbleitern), eine starke Vereinfachung des realen Sachverhaltes darstellt.

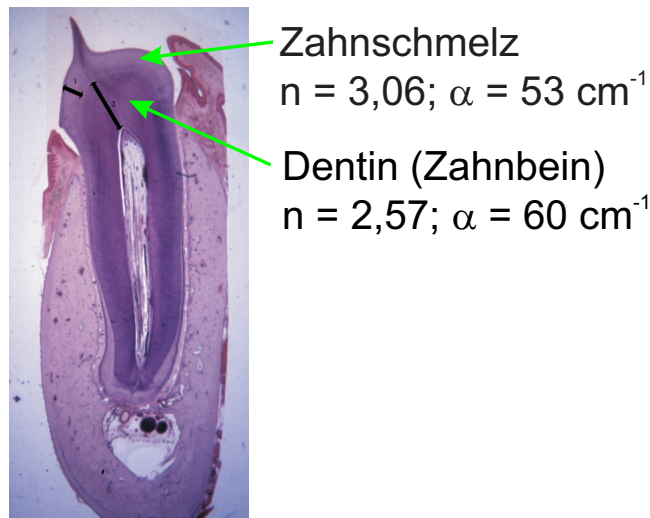


Abbildung 4.16: Fotografie eines Zahnquerschnitts. Die Gewebeeigenschaften sind aus dem Katalog für Gewebeeigenschaften des Teravision Projektes übernommen[23].

Bei den gegebenen Absorptionskoeffizienten bestehen keine Chancen für die in Kapitel 2 dargestellten THz-Systeme, einen Zahn vollständig zu durchleuchten. Bei einer Strecke, die in der Größenordnung einiger Millimeter liegt, ist die Absorption so gewaltig, dass nicht genügend detektierbare Leistung den Zahn durchdringt. Die einzige Möglichkeit, THz-Strahlung zur Untersuchung an Zähnen einzusetzen, ist in der Reflexionsgeometrie - entweder zur Untersuchung der Zahnoberfläche oder zur Analyse der Grenzfläche zwischen dem Zahnschmelz und dem Dentin, um eventuelle Anomalien, wie das Vorhandensein kariöser oder demineralisierter Stellen anhand einer Brechungsindexänderung im THz-Bereich, zu detektieren.

Doch selbst in der Reflexionsgeometrie stößt man bei dem Versuch des Auflöserns der Grenzfläche zwischen Schmelz und Dentin an die Grenzen des Möglichen. Bei einem Signalweg durch den Zahnschmelz von (einfach) $0,3 \text{ mm}$ bis $0,4 \text{ mm}$ [24] und dem durch den vergleichsweise kleinen Brechungsindexsprung zwischen Zahnschmelz und Dentin kleinen Reflexionskoeffizienten, ist das Reflexionsignal bei einem senkrechten THz-Strahlungseinfall, wie in allen obigen Versuchen verwendet, deutlich kleiner als 1 % der ursprünglichen Amplitude; also gerade an der Grenze dessen, was mit einem verstärkerlaserbasierten THz-System aufgelöst werden kann.

Um dennoch eine Chance auf eine praxisgerechte Umsetzung der Untersuchungen bei der Zahnuntersuchung mit THz-Strahlung zu haben, kann durch Optimierung der Messgeometrie der von der Grenzfläche Schmelz-Dentin reflektierte Teil der Strahlung vergrößert

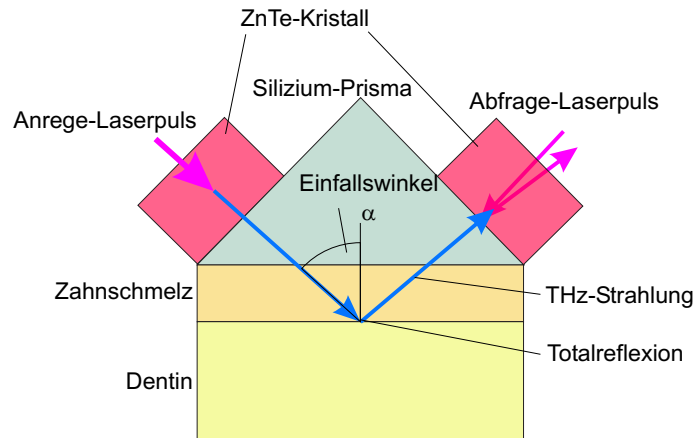


Abbildung 4.17: Schematischer Aufbau zur Untersuchung von Zähnen mit THz-Strahlung.

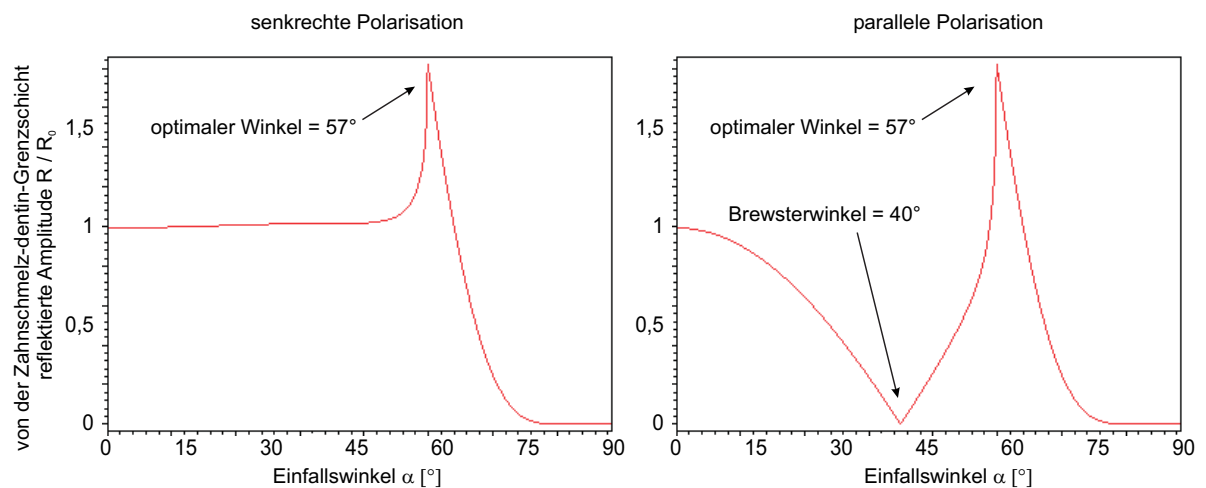


Abbildung 4.18: Theoretische Reflexion der Zahnschmelz-Dentin-Grenzfläche, gerechnet für die Messgeometrie aus Abbildung 4.17 und die senkrechte und parallele Polarisation des elektrischen Feldes.

werden. Dazu ist es notwendig, den Winkel, unter dem die THz-Strahlung auf den Zahn trifft, zu variieren. Da der Brechungsindexsprung an der Grenzfläche von einem optisch dichteren hin zu einem optisch dünneren Medium verläuft, nähert man sich durch Vergrößern des Einfallswinkels dem Winkel der Totalreflexion an dieser Grenzschicht an [18]. Sorgt man zudem noch dafür, dass der Winkel, unter dem die THz-Strahlung in den Zahn eindringt, sich nicht verändert (der Transmissionskoeffizient würde bei Veränderung des Winkels weg vom senkrechten Strahlungseinfall kleiner werden) und befestigt die ZnTe-Kristalle zur THz-Erzeugung und -Detektion direkt am Zahn (ohne Zwischenraum und unter Anwendung entsprechender spaltfüllender Medien mit möglichst passendem Brechungsindex; vgl. Kapitel 4.4.3), so entstehen zwei gegenläufige Effekte: Durch die Vergrößerung des Einfallswinkels auf die Grenzschicht Schmelz-Dentin vergrößert sich der Signallaufweg im Zahnschmelz und damit die Absorption, aber man nähert sich auch dem Winkel der Totalreflexion an dieser Grenzschicht an und die Reflektivität vergrößert sich.

Möglich wäre eine solche Messgeometrie nach dem in Abbildung 4.17 gezeigten Probenaufbau, indem man mit Hilfe eines in entsprechender Geometrie gefertigten Silizium-Prismas, sowohl den senkrechten Strahlungseinfall in den Silizium-Zahnschmelz-Bereich als auch den Winkel der Totalreflexion am Schmelz-Dentin Übergang erreicht.

Bei diesem Modellaufbau ist zu beachten, dass alle zusätzlich zum Zahn verwendeten Materialien einen ähnlichen (am besten natürlich einen gleichen) Brechungsindex haben, wie der Zahnschmelz. Dadurch entstünden an allen Grenzschichten in diesem System, bis auf die Grenzschicht zwischen Zahnschmelz und Dentin, keine das Signal verkleinernden Reflexionen. Diese Forderung ist für Silizium und ZnTe zumindest annähernd erfüllt (vgl. Kapitel 5 und [5, 6]).

Abhängig vom Einfallswinkel der Strahlung gegenüber der Senkrechten lassen sich nun die erwarteten Signalgrößen nach dem Durchlaufen der Probe aus den allgemeinen Fresnelschen Gleichungen (4.1) bis (4.4) winkel- und polarisationsabhängig berechnen. Dabei wird angenommen, außer dem Zahn seien alle weiteren Materialien vollständig THz-transparent und es treten keine störenden Reflexionen auf. Die Ergebnisse der Rechnung sind in Abbildung 4.18 gezeigt. Man erkennt deutlich, dass ein Maximum an reflektierter Amplitude für den Fall des Winkels der Totalreflexion in beiden Polarisationsvarianten erreicht wird. Danach bleibt zwar die Reflektivität der Grenzfläche von 100 % erhalten, aber durch den längeren Signalweg im Zahnschmelz für größere Winkel, nimmt das reflektierte Signal jedoch schnell wieder ab. Für die parallele Polarisation erkennt man zudem den Brewsterwinkel, bei dem die Reflektivität der Grenzfläche zwischenzeitlich Null wird.

Für gegebene Messgeometrie und einer durchschnittlichen Zahnschmelzdicke von $0,35\text{mm}$ kann man also in der optimalen Messgeometrie mit einer reflektierten Amplitude von knapp 2 % der Ausgangsamplitude rechnen, was in den verwendeten Messaufbauten durchaus messbar wäre. Leider konnten diese Messungen mangels geeigneter Silizium-Prismen nicht mehr durchgeführt werden, so dass es an dieser Stelle bei den theoretischen Überlegungen bleiben muss.

5 THz-Antireflexbeschichtung

Ziel dieses Kapitels ist es, die Eigenschaften eines Silizium-Paraffin-Gemisches im THz-Bereich zu untersuchen. Es soll gezeigt werden, dass sich über das Mischungsverhältnis der beiden Stoffe der Brechungsindex im THz-Bereich anpassen lässt.

Mit diesen Ergebnissen werden dann in einem zweiten Schritt grundlegende Experimente zur möglichen Anwendung eines solchen Stoffes dargestellt. Diese Anwendungen umfassen sowohl die, schon in früheren Kapiteln angesprochene, Brechungsindexanpassung eines Mediums zur Vermeidung einer Reflexion an der Grenzfläche zwischen diesem Medium und einem anderen mit festem Brechungsindex als auch die Möglichkeit der Konstruktion von Antireflexbeschichtungen für THz-Optiken.

5.1 Das Silizium-Paraffin-Gemisch

THz-Wellen haben eine Wellenlänge im Bereich von etwa $30\text{ }\mu\text{m}$ bis 3 mm (100 GHz bis 10 THz). Für das verwendete THz-Puls-System mit ZnTe-Emitter ist der Frequenzbereich sogar noch etwas eingeschränkter. In dem verwendeten THz-Pulssystem kann mit Frequenzen zwischen 100 GHz bis $2,8\text{ THz}$ und dementsprechenden Wellenlängen von $107\text{ }\mu\text{m}$ bis etwa 3 mm gearbeitet werden.

Die Möglichkeit zur Verwendung eines Stoffgemisches, bei dem man über das Mischungsverhältnis den Brechungsindex anpassen kann, ergibt sich daraus, dass Auflösung von bildgebenden Systemen in derselben Größenordnung liegt wie die Wellenlänge der verwendeten elektromagnetischen Strahlung. Mit zunehmender Wellenlänge, im Verhältnis zur Größe der aufzulösenden Strukturen, werden diese Strukturen immer schlechter erfasst [7].

Überträgt man dieses Bild auf ein Stoffgemisch, das aus Silizium-Kugeln mit konstantem Radius r , umgeben von Paraffin, besteht und geht man von der Verwendung elektroma-

gnetischer Strahlung im THz-Frequenzbereich aus, bedeutet das, dass man für $r > \lambda_{THz}$ Streuung der Strahlung an den Silizium-Kugeln feststellen wird [25, 26]. Für kleiner werdende Kugeln bis hin zu $r \ll \lambda_{THz}$ werden diese Streuungsphänomene verschwinden und das Stoffgemisch kann für die THz-Strahlung als homogen betrachtet werden.

Der Brechungsindex dieses Stoffgemisches wird sich, wie im sich im Verlauf dieses Kapitels auch experimentell zeigen wird, zwischen den Brechungsindices der einzelnen Stoffe befinden und kann sich über das Mischungsverhältnis einstellen lassen.

5.1.1 Ausgangsmaterialien und Herstellung

Als Ausgangsmaterialien für die folgenden Versuche, und als Basis für das Stoffgemisch, wurden die beschriebenen Materialien verwendet:

5.1.1.1 Paraffin

Das verwendete Paraffin stammt von der Firma Logitech. Die mechanischen Eigenschaften sind für die anstehenden Experimente durchaus günstig: Im erkalteten Zustand bei Zimmertemperatur ist das Paraffin schnittfest. Der Schmelzpunkt liegt bei etwa 75°C [27], wodurch es sich relativ unkompliziert verarbeiten lässt.

Die Dichte von Paraffin liegt bei $0,85 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ [27].

Zur Komplettierung der relevanten THz-Stoffeigenschaften fehlt noch der Brechungsindex im THz-Bereich. Dazu sind Vormessungen im THz-Reflexionsaufbau (vgl. Kapitel 2.6) nötig. Zur Bestimmung des Brechungsindex werden Proben hergestellt, die eine gleichmäßige Höhe haben müssen. Dazu wird auf einem (die THz-Strahlung idealerweise zu 100 % reflektierendem) Metallträger eine zylinderförmige Hohlform mit flüssigem Paraffin gefüllt und das überstehende Paraffin mit einem Skalpell entfernt.

Anhand der Zeitbereichsdaten der Metallreferenzmessung und der Zeitbereichsmessung an der Probe kann der Breitbandbrechungsindex, der einen Mittelwert für den THz-Frequenzbereich von $0,3 \text{ THz}$ bis $2,8 \text{ THz}$ (dem Frequenzbereich des verwendeten ZnTe-Emitters) darstellt, ermittelt werden. Die Dispersion des untersuchten Materials kann mit dieser Methode nicht untersucht werden. Das liegt in erster Linie daran, dass zur Messung der Dispersion auf die Zeitbereichsdaten jeder einzelnen Reflexion zurückgegriffen werden muss. Diese lassen sich aber aus den Zeitbereichsdaten einer Mehrfachreflexion nur

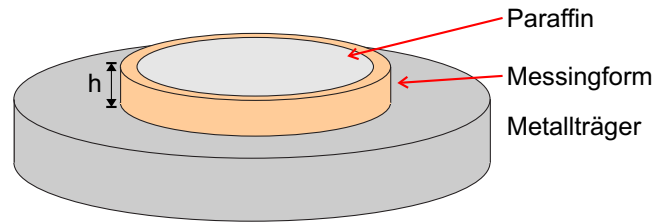


Abbildung 5.1: Probe zur Bestimmung des Brechungsindex von Paraffin. Auf einem Metallträger ist ein mit Paraffin ausgegossener Messingring befestigt. Um eine glatte Oberseite des Paraffins zu gewährleisten, wird es in erkaltetem Zustand mit einem geraden Skalpell abgeschnitten.

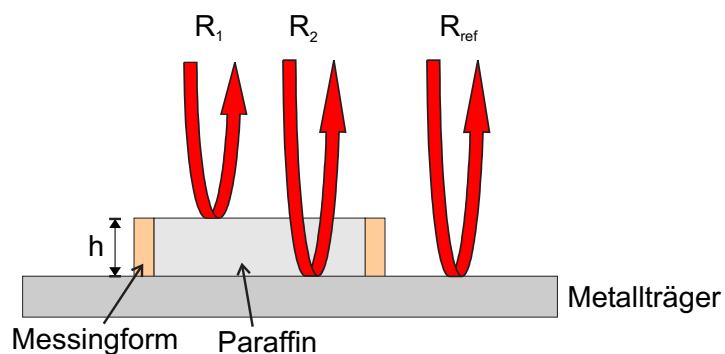


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung des Messablaufs und der auftretenden Reflexionen. Die Reflexion an der Metalloberfläche definiert die zeitliche Referenz, zu der die Zeitverzögerungen der anderen Reflexionen bestimmt werden. Nicht dargestellt sind weitere Reflexionen, die durch Mehrfachreflexionen im Paraffin entstehen.

schwer extrahieren, da nur Daten von sich überlagernden Signalen zur Verfügung stehen. Außerdem ist der zeitliche Abstand zwischen den einzelnen Signalen so klein, dass nur ein kleines zeitliches Fenster von Daten, die für die einzelnen Fourier-Transformationen benutzt werden können, zur Verfügung steht.

Das Vorgehen zur Bestimmung des Breitbandbrechungsindex ist das Folgende: Zunächst wird eine Referenzmessung durchgeführt, deren Maximalwert der zeitliche Nullpunkt des Systems zugeordnet wird. Führt man nun eine Zeitbereichsmessung an der Probe durch, so wird man mehrere Maximalwerte im Zeitbereich feststellen. Das liegt an den, schon in früheren Kapiteln beschriebenen, mehrfachen Reflexionen in der Probe, die im Zeitbereich klar voneinander getrennt auftreten. Vergleicht man die Daten der Probe mit den Referenzdaten der Metalloberfläche, kann man im ersten Schritt zunächst die Probendicke ermitteln.

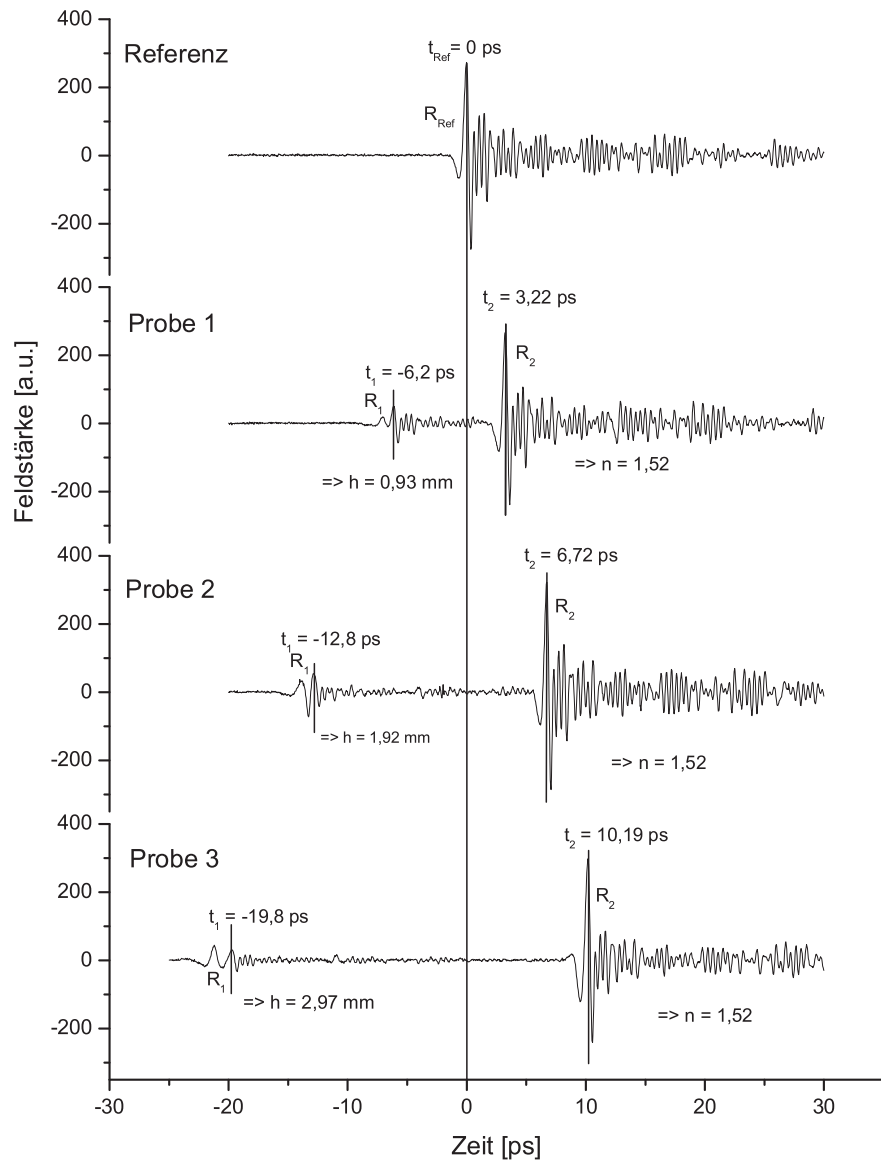


Abbildung 5.3: Gemessene Zeitbereichsdaten von drei verschieden hohen Paraffin-Proben und der Metallreferenz.

Aus der Zeitdifferenz zwischen dem Signal, das von der Reflexion an der Probenoberseite stammt und dem Referenzsignal, das von der Metalloberfläche kommt, kann man auf die Probendicke zurückschließen. Der Reflexion R_1 wird dabei die Zeit t_1 zugeordnet, zu welcher die maximale Feldstärke dieses Pulses erreicht wird, der Reflexion R_{Ref} wird die Zeit t_{Ref} zugeordnet usw. (vgl. auch Abbildung 5.3). Die Zeitdifferenz $t_{ref} - t_1$ entspricht dabei genau der Zeit, die das THz-Signal für die Propagation durch die zweifache Probendicke benötigt.

$$t_{ref} - t_1 = \frac{2h}{c_0} \Leftrightarrow \quad (5.1)$$

$$h = \frac{(t_{ref} - t_1) c_0}{2} \quad (5.2)$$

oder vereinfacht mit $t_{ref} = 0$

$$h = \frac{-t_1 c_0}{2} \quad (5.3)$$

c_0 sei in diesem Zusammenhang die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Mit einer bekannten Dicke h der Probe könnte sogar auf eine Referenzmessung verzichtet werden (wie z.B. bei der Analyse von Wafern, die mit einer genau spezifizierten Dicke ausgeliefert werden).

Mit dieser Dicke h lässt sich nun in einem zweiten Schritt der Breitbandbrechungsindex von Paraffin im THz-Bereich ermitteln. Die Zeitdifferenz zwischen dem ersten Maximalwert t_1 und dem zweiten Maximalwert t_2 entspricht genau der Zeit, die das THz Signal benötigt, um zweimal durch das Paraffin mit der entsprechenden Dicke h zu propagieren. Es gilt:

$$t_2 - t_1 = \frac{2h}{c_{Pa}} \Leftrightarrow \quad (5.4)$$

$$c_{Pa} = \frac{2h}{t_2 - t_1} \quad (5.5)$$

c_{Pa} meint dabei die Geschwindigkeit der THz-Strahlung im Medium Paraffin.

Ferner gilt der Zusammenhang [7]:

$$n_{Pa} = \frac{c_0}{c_{Pa}} \quad (5.6)$$

Und schließlich:

$$n_{Pa} = \frac{c_0 (t_2 - t_1)}{2h} \quad (5.7)$$

Der Breitband-Brechungsindex von Paraffin kann dadurch mit $n_{Pa} = 1,52$ angegeben werden. Absorption konnte nicht beobachtet werden.

Der ermittelte Breitbandbrechungsindex ist für die vorliegende Untersuchung ausreichend, da die verwendeten Stoffe nur eine geringe Dispersion aufweisen. Das erkennt man schon daran, dass sich die Signalformen der von den verschiedenen verwendeten Materialien nur unwesentlich von den Pulsformen der Reflexionen an einer Metalloberfläche unterscheidet. Eine starke Veränderung der Gestalt der Pulsform deutet auf ein verändertes Spektrum hin, was wiederum die Implikation enthält, dass der Reflexionsgrad an der Materialoberfläche frequenzabhängig ist. Dies wiederum bedeutet eine nicht zu vernachlässigende Dispersion. Es wurde in der vorliegenden Arbeit bei keiner Messung so stark beobachtet, dass man von der Verwendung eines Breitbandbrechungsindex hätte absehen müssen.

Eine analoge Messung wurde auch für das im vorigen Kapitel verwendete Vakuumfett und Suprasil durchgeführt. Der Brechungsindex von Vakuumfett kann dadurch mit $n_{VF} = 1,68$ angegeben werden. Es tritt aber eine deutlich höhere Absorption auf als bei Paraffin. Die Absorption liegt bei $\alpha = 10 \text{ cm}^{-1}$. Die Absorption berechnet sich dabei aus der Differenz des gemessenen Signals von der theoretisch erwarteten Signalgröße. Dieser Wert ist allerdings nur als Richtwert zu verstehen, da er nicht sehr genau zu messen war. Die Unsicherheit ergibt sich aus den sehr kleinen gemessenen Amplituden, die entsprechend empfindlich auf Störungen durch Rauschen reagieren, und der für eine nicht feste, sondern nur für sehr viskose Flüssigkeit wie Vakuumfett schwer zu bestimmen und schwierig konstant zu haltenden Dicke.

Der Brechungsindex von Suprasil wurde ebenfalls nach bereits vorgestellter Methode bestimmt. Der Brechungsindex hat den Wert von $n_{Suprasil} = 1,93$ bei einer Absorption von

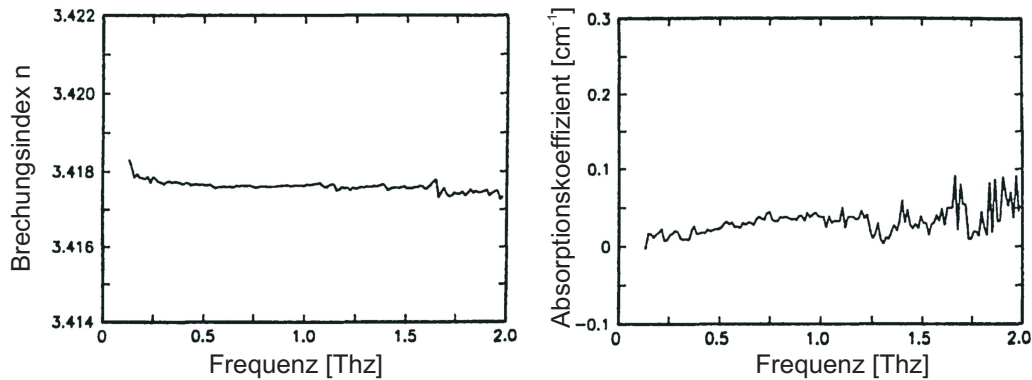


Abbildung 5.4: Frequenzabhängiger Brechungsindex und Absorptionskoeffizient übernommen aus [19].

$$\alpha = 1,7 \text{ cm}^{-1}.$$

5.1.1.2 Silizium

Das Rohmaterial für das verwendete Silizium stammt aus Silizium-Wafern der Firma Topsil. Diese Wafer bestehen aus hoch resistivem Silizium mit einem spezifischen Widerstand $\rho > 10 \text{ k}\Omega$ (Herstellerangaben). Ein solch hoher spezifischer Widerstand ist nötig, damit das Silizium eine niedrige Absorption im THz-Bereich hat (vgl. Abbildung 5.4). Der Grund für die Absorption elektromagnetischer Wellen in Halbleitern ist vorrangig das Vorhandensein freier Ladungsträger, wofür wiederum der spezifische Widerstand ein inverses Maß ist. Ist also der spezifische Widerstand groß, so ist die Leitfähigkeit niedrig und somit ist auch die Zahl der freien Ladungsträger niedrig und das Silizium ist transparent im THz-Bereich. Der Brechungsindex sowie die Absorption von Silizium wurden in der Literatur [19] und in dieser Arbeit (vgl. Kapitel 4) bereits untersucht. Es seien an dieser Stelle die für die weiteren Untersuchungen wichtigen Ergebnisse in Abbildung 5.4 aufgeführt.

Zur Zerkleinerung und Pulverisierung der Silizium-Wafer wurde eine Kugelmühle verwendet. Als Mahlschale eignet sich aus Erfahrung heraus am besten Achat (SiO_2), da hiermit durch den zwangsläufig auftretenden Abrieb des Mahlbeckers keine die THz-optischen Eigenschaften beeinträchtigenden Substanzen das Mahlgut verunreinigen können. So zeigten z.B. in Wolframcarbid gemahlenes Silizium später eine etwas beeinträchtigte Transparenz. Auch die Reinheit des Mahlbeckers spielt bei der Qualität der Ergebnisse eine Rolle. So stieg die Transparenz des Silizium-Paraffin-Gemisches nach mehrmaligem Benutzen des-

Literaturwerte		
ρ_{Si}	2,33	$\frac{g}{cm^3}$
ρ_{Pa}	0,85	$\frac{g}{cm^3}$
n_{Si}	3,418	
n_{Pa}	1,552	

Tabelle 5.1: Dichte und THz-Brechungsindex von Silizium und Paraffin.

selben Mahlbechers zum Siliziummahlen an, was darauf schließen lässt, dass das Mahlgut immer weniger durch vorherige im Becher gemahlene Substanzen verunreinigt wurde.

Mit einer solchen Kugelmühle lässt sich Silizium problemlos auf eine Korngröße im Mikrometerbereich mahlen¹, also deutlich kleiner als selbst die kürzesten in den THz-Pulsen vorkommenden Wellenlängen sind. Es kann jedoch nicht davon ausgegangen werden, dass das Mahlgut eine homogene Größenstruktur hat. Auch über die Form der einzelnen Partikel lässt sich nur schwer eine Aussage treffen.

Der Literaturwert der Dichte von Silizium beträgt [28]:

$$\rho_{Si} = 2,33 \frac{g}{cm^3} \quad (5.8)$$

Die für diese Arbeit relevanten Materialdaten sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

5.1.1.3 Herstellung des Gemisches

Das Stoffgemisch lässt sich in einem Becherglas auf einer Heizplatte einfach herstellen, indem man die einzelnen Stoffe in dem Becherglas abwägt, zusammen erhitzt und verrührt. Das Paraffin benetzt die Silizium Partikel vollständig, so dass eine optisch homogene, braune Masse entsteht.

Diese lässt sich im erkalteten Zustand, ähnlich reinem Paraffin, schneiden und kann somit einfach in andere Formen, zum Herstellen bestimmter Körper aus diesem Gemisch, gefüllt werden.

¹Das Siliziumpulver wurde unter einem Lichtmikroskop mit Okularmikrometer untersucht, um die Korngröße zumindest grob abschätzen zu können.

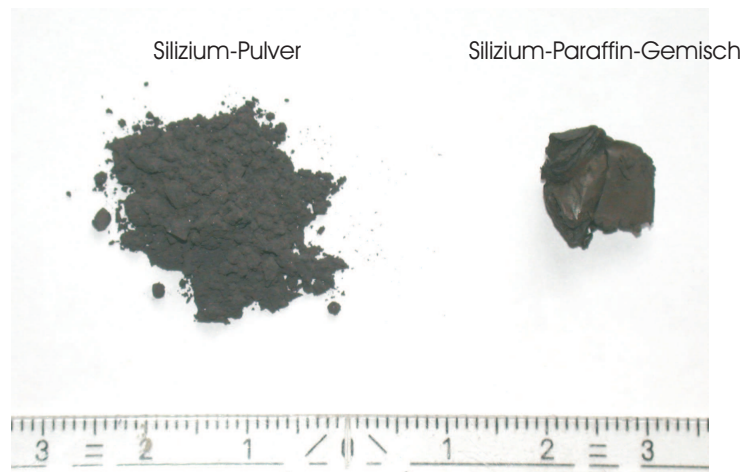


Abbildung 5.5: Fotografie des Silizium-Pulvers und des Silizium-Paraffin-Gemisches

5.1.2 Theoretische Überlegungen und experimentelle Bestimmung der Stoffeigenschaften eines Silizium-Paraffin-Gemisches im THz-Frequenzbereich

Bevor die THz-Eigenschaften eines solchen Gemisches experimentell untersucht werden, soll an dieser Stelle zunächst auf einige theoretische Überlegungen zu den Eigenschaften eines solchen Stoffgemisches eingegangen werden.

5.1.2.1 Vorüberlegungen

Die Eigenschaften des Stoffgemisches können aus den Eigenschaften der einzelnen Stoffe abgeleitet werden. Da für optische Phänomene der eingenommene Volumenbereich des einzelnen Stoffes entscheidend ist (Licht wird sich so lange mit verminderter Geschwindigkeit $\frac{c}{n_{Medium}}$ fortbewegen, solange es sich im Medium befindet), kann für eine Beschreibung des Brechungsindex des Stoffgemisches das mit dem Volumen gewichtete arithmetische Mittel der einzelnen Brechungsindizes herangezogen werden:

$$n_{Ges} = \sum_i \frac{V_i}{V_{Ges}} n_i \quad (5.9)$$

mit

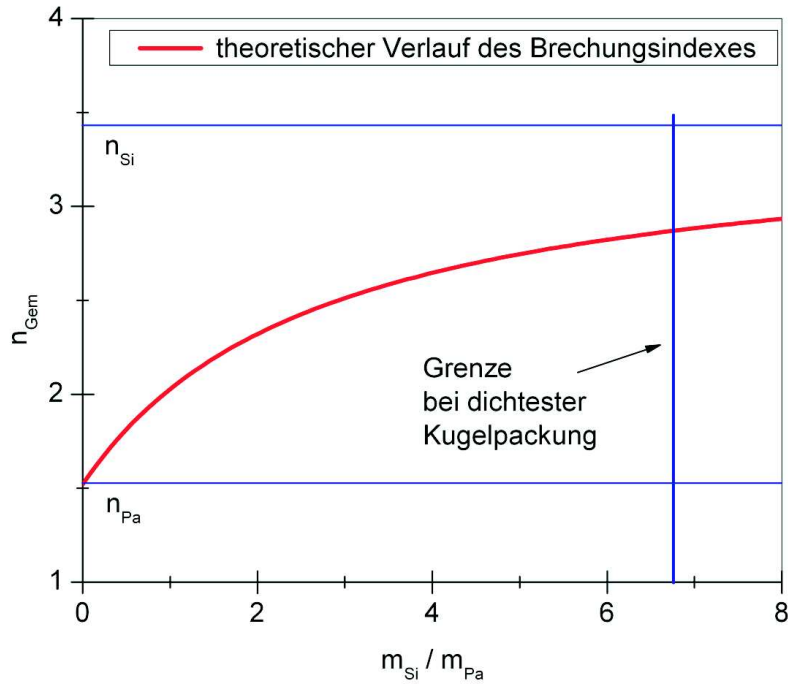


Abbildung 5.6: Theoretischer Brechungsindexverlauf eines Silizium-Paraffin-Gemisches, abhängig vom Mischungsverhältnis. Die Obergrenze ergibt sich aus der Überlegung, dass das Silizium bei angenommener kugelförmiger Kornform nicht mehr als 74 % der Raumes einnehmen kann.

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (5.10)$$

gilt

$$n_{Ges}(m_{Si}, m_{Pa}) = \frac{\rho_{Si}\rho_{Pa}}{m_{Si}\rho_{Pa} + \rho_{Si}m_{Pa}} \left(\frac{m_{Si}}{\rho_{Si}} n_{Si} + \frac{m_{Pa}}{\rho_{Pa}} n_{Pa} \right) \quad (5.11)$$

Mit den in Kapitel 5.1.1 gezeigten Materialeigenschaften ergibt sich der in Grafik 5.6 gezeigte Brechungsindexverlauf.

Als Maximalwert für den Brechungsindex des Gemisches muss ein kleinerer Wert angenommen werden als es der Brechungsindex von Silizium ist. Dies liegt daran, dass es nicht möglich sein wird, die Siliziumpartikel in der Mischung beliebig dicht aneinanderzureihen.

Geht man vereinfacht von Siliziumkugeln aus, so liegt das dichteste Packmaß von Kugeln (dichteste Kugelpackung) bei ca. 74 % mit Kugeln ausgefülltem Volumen im Raum [29].

Rechnet man dies auf das spezielle Silizium-Paraffin-Gemisch um, so ergibt sich ein maximal mögliches Mischungsverhältnis von:

$$\begin{aligned}\frac{V_{Si}}{V_{Ges}} &= 0,74 \\ \frac{m_{Si}}{m_{Pa}} &= \left[\left(\frac{1}{0,74} - 1 \right) \frac{\rho_{Pa}}{\rho_{Si}} \right]^{-1} = 6,3\end{aligned}\tag{5.12}$$

Der zu diesem Wert korrespondierende Wert für den maximal möglichen Brechungsindex n_{Ges}^{max} ist:

$$n_{Ges}^{max} = 2,88$$

Es sollte also insgesamt möglich sein, durch das Mischen von Paraffin und Silizumpulver, ein Stoffgemisch herzustellen, dessen THz-Brechungsindex im Bereich zwischen 1,55 und 2,88 einzustellen ist.

5.1.2.2 Messungen und Ergebnisse

Die für die Messung verwendeten Proben sind aufgebaut wie die Proben der reinen Paraffinmessungen (vgl. Abbildung 5.2). Das, statt des Paraffins, in den Messinghohlzylinder eingefüllte Stoffgemisch entspricht bei den verschiedenen Proben genau definierten Mischungsverhältnissen. Der Brechungsindex dieser Proben soll bestimmt und mit den theoretischen Überlegungen des vorigen Kapitels verglichen werden.

Zur Überprüfung der Stoffeigenschaften erfolgt eine Messung im THz-Reflexionsaufbau, vergleichbar der unter (vgl. Kapitel 5.1.1) zur Bestimmung des Brechungsindex von reinem Paraffin. Es muss zunächst wieder die genaue Dicke der Probe ermittelt werden. Dies geschieht nach Gleichung (5.3), wobei alle Graphen so genormt sind, dass die zeitliche Referenz der Metalloberfläche auf der Null der jeweiligen Graphen liegt. Danach wird über die Zeitdifferenz zwischen Oberflächensignal und dem Signal der Grenzfläche, zwi-

schen dem Stoffgemisch und dem Metallträger der Brechungsindex des Gemisches, mittels Gleichung (5.7), bestimmt.

Die Ergebnisse der Messung sind in Abbildung 5.7 dargestellt und werden in folgender Tabelle noch einmal zusammengefasst:

Ergebnisse der Messungen an den Silizium-Paraffin-Mischungen		
Mischungsverhältnis $\frac{m_{Si}}{m_{Pa}}$	erwarteter Brechungsindex	gemessener Brechungsindex
0,4	1,75	1,73
1,0	2,02	1,91
1,5	2,18	2,09
2,0	2,31	2,20
2,5	2,42	2,39

Tabelle 5.2: Vergleich zwischen den Messergebnissen von Paraffin-Silizium-Mischungen mit verschiedenen Konzentrationen und den theoretischen Berechnungen.

Abbildung 5.8 zeigt die gute Übereinstimmung der Messwerte mit den theoretischen Erwartungen. Die Tatsache, dass die gemessenen Werte für den Brechungsindex etwas unter den theoretisch erwarteten Werten liegen, kann durch das Herstellungsverfahren erklärt werden. Es wurden die Mischungen vorerst nur in sehr kleinen Mengen hergestellt, was durch die relativ hohen Preise der Ausgangsmaterialien, insbesondere des Siliziums, unvermeidbar war. Dies begünstigt Verunreinigungen und Wägeungenauigkeiten. Zudem - und insbesondere als Erklärung für die beobachtete Differenz nach unten im Brechungsindex - hat Silizium eine höhere Dichte als Paraffin, und da durch Mischen keine Lösung entstand, sondern nur ein Stoffgemisch, hat Silizium die Tendenz, sich am Boden der Gefäßes abzusetzen, so dass zumindest bei einer genaueren Betrachtung des örtlich aufgelösten Mischungsverhältnisses, das Mischungsverhältnis am Boden der benutzten Gefäße eine höhere Siliziumkonzentration aufweist als im oberen Bereich. Da man aber letztendlich bei der Präparation der Proben eher Material aus dem oberen Bereich des Mischungsgefäßes entnimmt, kann es sein, dass die verwendeten Proben durch den Herstellungsprozess tendenziell etwas zu wenig Silizium in der Mischung beinhalten.

Um diesen Effekt bei späteren Proben zu vermeiden, wurden diese unter ständigem Rühren abgekühlt.

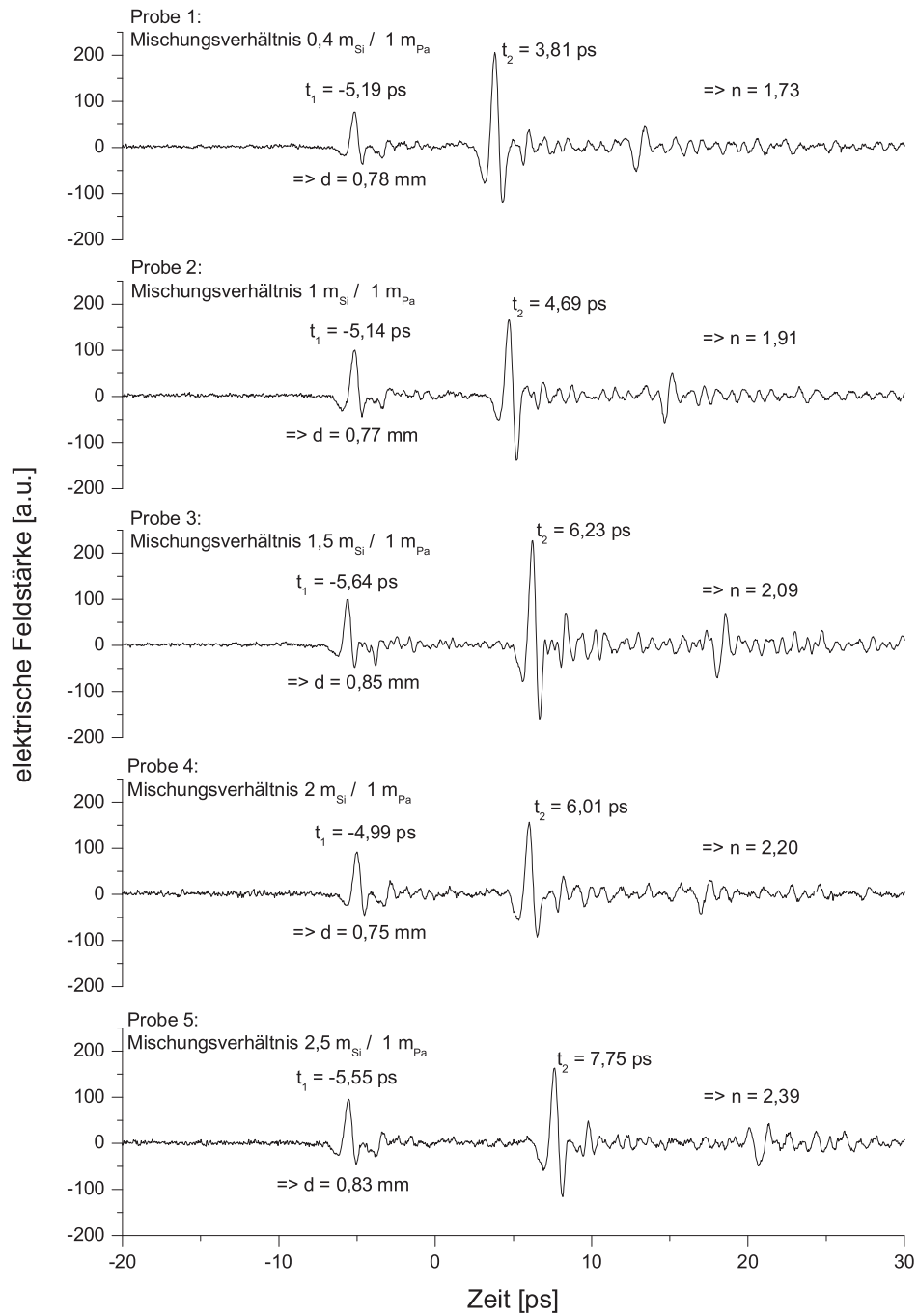


Abbildung 5.7: Zeitbereichssignale der THz-Reflexionsmessungen an Silizium-Paraffin-Proben mit verschiedenen Mischungsverhältnissen.

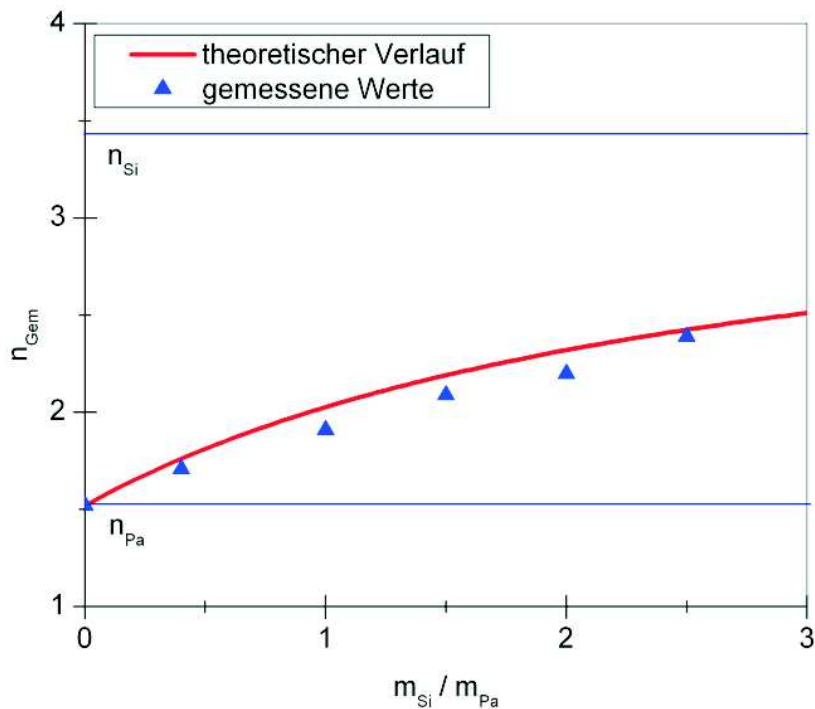


Abbildung 5.8: Darstellung der Ergebnisse der Brechungsindexbestimmung von Silizium-Paraffin-Proben mit verschiedenen Mischungsverhältnissen im Vergleich zum theoretisch erwarteten Brechungsindex.

5.2 Anwendung des Stoffgemisches als brechungsindexangepasstes Medium in THz-Optiken

Im Folgenden sollen Einsatzmöglichkeiten eines Stoffes diskutiert werden, dessen THz-Brechungsindex variabel ist. Das einfachste Einsatzgebiet ist der Einsatz in THz-optischen Systemen, um zwei Komponenten miteinander zu verbinden, zwischen denen sich normalerweise Luft befände. Die Luft zwischen den Komponenten bzw. der damit verbundene doppelte Brechungsindexsprung führen zu Reflexionen, die entweder die transmittierte THz-Leistung schmälern (für den Fall von Transmissionsmessungen) oder störende Reflexionen produzieren, die eventuell im Zeitbereich später detektierte Signale überlagern.

Füllt man den Zwischenraum jedoch mit einem Medium aus, dessen Brechungsindex dem der Komponenten um diesen Spalt gleicht, so können diese störenden Effekte verhindert werden, da keine Reflexionen an den Grenzschichten mehr stattfinden werden (vgl. Kapitel 4). Durch den variablen Brechungsindex des Silizium-Paraffin-Gemisches sollte sich diese

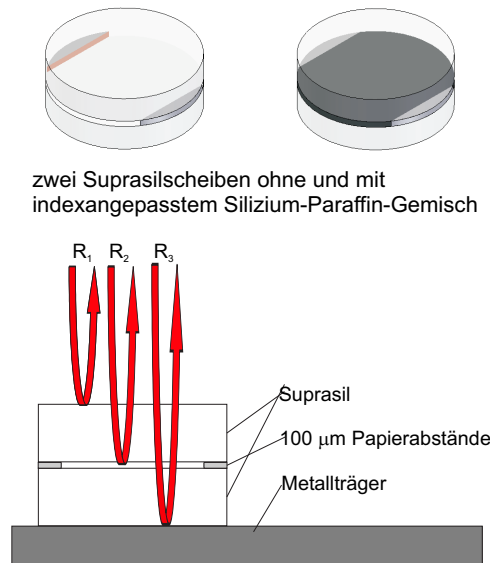


Abbildung 5.9: Schematische Darstellung des Aufbaus der Proben aus zwei Suprasilgläsern. Die Abstandshalter aus Papier (ca. $100\text{ }\mu\text{m}$ dick) erzeugen einen Spalt zwischen den Scheiben, der ein im Zeitbereich deutliches THz-Signal dieser Grenzfläche verursacht. Darunter sind die wichtigsten Reflexionen, die an dieser Probe auftreten dargestellt. Vergleichbar mit Abbildung 4.14 kann auch hier nicht die Reflexion R_3 von der (hier nicht gezeigten) Reflexion R_{212} unterschieden werden.

Substanz besonders gut für diesen Einsatzzweck eignen, solange die Brechungsindizes der umgebenden Stoffe in dem für das Stoffgemisch einstellbaren Bereich liegen.

Dargestellt werden soll diese Einsatzmöglichkeit des Stoffgemisches anhand der Grenzschichten in einem System, bestehend aus zwei Suprasil-Scheiben, die im Abstand von $100\text{ }\mu\text{m}$ von THz-Strahlen durchleuchtet werden. Suprasil eignet sich zu diesem Experiment besonders gut, da der Brechungsindex von Suprasil einen mit der Mischung einfach zu erreichenden Wert hat ($n_{\text{Suprasil}} = 1,92$).

Die Messungen dabei sind einfache Vergleichsmessungen zwischen dem Zeitbereichssignal dieses Mehrschichtsystems, ohne das indexangepasste Silizium-Paraffin-Gemisch und dem Zeitbereichssignal mit indexangepasstem Gemisch.

Zur Herstellung des Stoffgemisches wird die oben dargestellte Funktion (vgl. Gleichung 5.11) des Brechungsindex nach dem Mischungsverhältnis aufgelöst und der Brechungsindex von Suprasil eingesetzt. Nach diesem berechneten Verhältnis wird dann ein entsprechendes Stoffgemisch präpariert und damit eine Probe, wie in Abbildung 5.9, und eine

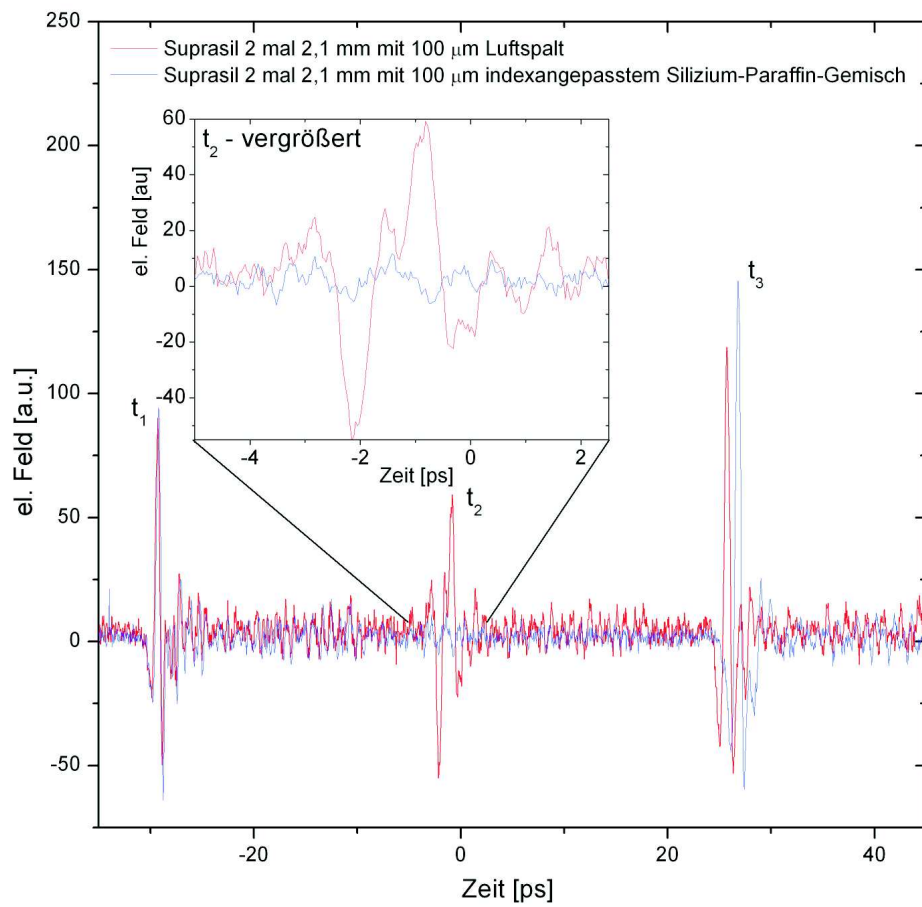


Abbildung 5.10: Gemessene Zeitbereichssignale der Suprasil-Proben mit und ohne indexangepasstem Silizium-Paraffin-Gemisch im Zwischenraum.

entsprechende Referenzprobe hergestellt.

Bei der Zeitbereichsmessung in Reflexionsgeometrie, wie sie auch schematisch in Abbildung 5.9 dargestellt ist, erwartet man zunächst drei klare Signale, wobei das erste von der Grenzschicht Luft-Suprasil, das nächste von dem Zwischenspalt zwischen den beiden Suprasilscheiben² und eine dritte von der Grenze zwischen Suprasil und dem Metallträger erzeugt wird.

Man erkennt anhand der Zeitbereichssignale und insbesondere anhand der Vergrößerung des Ausschnitts in Abbildung 5.10, der die Reflexionen der Grenzschichten zwischen den beiden Suprasilscheiben zeigt, dass der Reflex durch die Verwendung eines indexangepassten Füllmediums nahezu vollständig unterdrückt wurde. Es bleibt lediglich ein winziges Signal, dessen Amplitude weniger als $\frac{1}{4}$ der Amplitude des Signals ohne das Gemisch aufweist, und durch ein leichtes Fehlanpassen des Gemisches zu begründen ist. Das große ursprüngliche Signal, das ohne Indexmatching gemessen wurde, ist nicht mehr vorhanden. Das Signal mit dem Gemisch ist vom Umgebungsrauschen bei einem Signal-Rausch-Verhältnis von 2 : 1 kaum mehr zu unterscheiden.

Die beiden Reflexionen R_3 an der Grenzfläche Suprasil-Metallträger zeigen erwartungsgemäß einen Zeitdifferenz auf. Diese ergibt sich aus dem Laufzeitunterschied der Signale, der durch den Brechungsindexunterschied von Luft und dem Silizium-Paraffin-Gemisch entsteht. Entsprechend diesem Brechungsindexunterschied und der daraus resultierenden Verlangsamung der Ausbreitungsgeschwindigkeiten in dem $100\mu m$ Zwischenspalt zwischen den Suprasilscheiben benötigt das Signal, das durch den ausgefüllten Spalt läuft, längere Zeit für die gleiche geometrische Strecke. Geht man dabei von einer tatsächlichen Breite des Zwischenspalt von $100\mu m$ aus, so sollte der Laufzeitunterschied $0,67 ps$ betragen. Tatsächlich sind es aber $1 ps$, was darauf hindeutet, dass der Spalt der Probe mit dem indexangepassten Medium aufgrund der Herstellung ca. 50 % breiter ist als gewünscht (ca $150\mu m$).

²Eigentlich kommen an diesen Schichten zwei Reflexionen vor, die jedoch im Zeitbereich so eng beieinander liegen, dass sie nicht einzeln aufzulösen sind.

5.3 Anwendung des Silizium-Paraffin-Gemisches als Antireflexbeschichtung für THz-Optiken

Mit den bisherigen Ergebnissen der Untersuchungen an dem Paraffin-Silizium-Gemisch ist noch eine weitere THz-optische Anwendung denkbar. Die Konstruktion von THz-Antireflexionsschichten, oder kurz: THz-Antireflexschichten.

5.3.1 Physikalische Grundlagen einer Antireflexbeschichtung

Der Grundgedanke einer optischen Antireflexschicht ist folgender [30]:

Jeweils an der Grenzschicht Luft-Antireflexschicht und Antireflexschicht-Medium werden nach den Fresnelschen Gleichungen Reflexionen auftreten. Gelingt es, dass sich diese beiden reflektierten Teile destruktiv überlagern, so kann keine reflektierte Strahlung gemessen werden. Da aber Energieerhaltung gelten muss, muss also die gesamte Welle in das Medium eingedrungen sein. Dieses Prinzip ist allerdings abhängig von der Wellenlänge der verwendeten Strahlung, da in der Dicke der Antireflexbeschichtung der für die destruktive Interferenz nötige Phasenunterschied der beiden Reflexionen von $\frac{\pi}{2}$ (bzw. $\frac{3}{2}\pi$, $\frac{5}{2}\pi$...) entstehen muss. Die Frequenzen, für die die Antireflexbeschichtung funktioniert, sind abhängig von der Dicke der Antireflexbeschichtung. Mit einem Pulssystem und dem damit verbundenen Spektrum an THz-Strahlung, sollten sich Antireflexschichten über einen großen Frequenzbereich analysieren lassen.

Mathematisch können die beiden Bedingungen folgendermaßen zusammengefasst werden [30]:

Zunächst sollen die beiden reflektierten Amplituden gleich groß sein. Da sich die Feldstärken in demselben Medium addieren sollen genügt es, in reflektierten Intensitäten rechnen.

Folglich gilt für die reflektierten Intensitäten unter Anwendung der Fresnelschen Gleichungen und der Vereinfachung, dass die Antireflexbeschichtung für den Übergang zwischen Luft ($n_{Luft} = 1$) und einem Medium verwendet werden soll, folgender Zusammenhang:

$$R_1 = R_2 \quad (5.13)$$

$$\left(\frac{n_{AR} - 1}{n_{AR} + 1} \right)^2 = \left(\frac{\frac{n_M}{n_{AR}} - 1}{\frac{n_M}{n_{AR}} + 1} \right)^2 \Leftrightarrow \quad (5.14)$$

$$n_{AR} = \sqrt{n_M} \quad (5.15)$$

Dabei meint n_{AR} den Brechungsindex der Antireflexbeschichtung und n_S den Brechungsindex des beschichteten Mediums.

Der Brechungsindex der Antireflexschicht muss also der Wurzel des Brechungsindex des zu beschichtenden Mediums entsprechen. Für das Beispiel einer THz-Antireflexbeschichtung von Silizium ($n_{Si} = 3,418$) liegt der benötigte Brechungsindex der Antireflexschicht genau in dem von der Silizium-Paraffin-Mischung abgedeckten Bereich der möglichen Brechungsindizes:

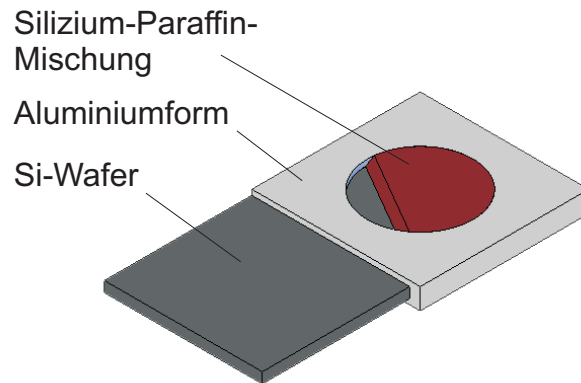
$$n_{AR} = \sqrt{3,418} = 1,85 \quad (5.16)$$

Die zweite Bedingung, nämlich die der destruktiven Überlagerungen der Reflexionen an den beiden Grenzflächen der Antireflexbeschichtungen, kann mathematisch so gefasst werden, dass die Dicke der Antireflexschicht genau einer viertel Wellenlänge in der Antireflexschicht ($\frac{\lambda}{n_{AR}}$) entspricht, so dass durch das zweimalige Durchlaufen der reflektierten Welle durch die Antireflexschicht ein Phasenunterschied von $\frac{\pi}{2}$ gegenüber der an der Oberseite reflektierten Welle entsteht. Da dieser Phasenunterschied natürlich auch $\frac{3}{2}\pi, \frac{5}{2}\pi, \dots$ entsprechen darf, ergibt sich als Bedingung für die Dicke:

$$d = \left(k + \frac{1}{2} \right) \frac{1}{2} \frac{\lambda}{n_{AR}} \quad (5.17)$$

mit:

$$k = 0, 1, 2, \dots$$



Probe für Antireflexmessungen
Dicke der Aluminiumform 25 μm , 50 μm und 75 μm

Abbildung 5.11: Aufbau einer Probe zur Verwendung des Silizium-Paraffin-Gemisches als Antireflexbeschichtung. Auf einen Silizium-Wafer wird eine Aluminiumform aufgeklebt, die mit der Silizium-Paraffin-Mischung ausgefüllt wird. Durch Abschneiden der überstehenden Mischung erzeugt man eine ebene Schicht konstanter Dicke.

5.3.2 Aufbau der Proben

Um die Herstellung der Proben zu vereinfachen, wird nicht Gleichung (5.17) folgend für spezielle ausgesuchte Frequenzen Antireflexschichten mit einer definierten Dicke hergestellt, sondern es werden umgekehrt drei Proben mit unterschiedlichen - vorher nicht genau bekannten - Dicken der Antireflexschicht hergestellt. Die Proben bestehen aus einem Stück Silizium Wafer, worauf eine Aluminiumfolie mit einem als Form für die Beschichtung dienenden Loch aufgeklebt wird. Das Loch wird mit der Silizium-Paraffin-Mischung ausgefüllt und mit einem Skalpell begradigt. Der Aufbau der Proben ist in Grafik 5.11 dargestellt. Diese Proben werden dann auf ihre Antireflexeigenschaften untersucht und daraus die Dicke abgeleitet. Die Tatsache, dass die Dicke vorher nicht genau bekannt ist, resultiert aus der Herstellung der Proben, wobei auf Silizium-Wafer die Form für die Antireflexschicht aufgeklebt wird. Weil die Dicke des verwendeten Klebstoffes auch zur effektiven Dicke der Antireflexbeschichtung beiträgt, kann die Dicke im Voraus nicht genau gewählt werden.

Die Dicken der Aluminiumform wurde so gewählt, dass sie um die Dicke für eine 1 THz-Antireflexbeschichtung (40 μm für die Bedingung erster Ordnung [$k = 0$]) variieren (25 μm , 50 μm und 75 μm). Höhere THz-Frequenzen sollten durch die Bedingungen höherer Ordnung ($k > 0$) abgedeckt werden.

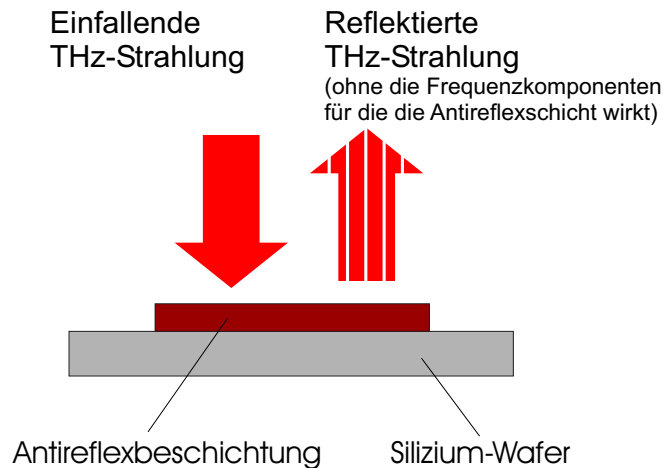


Abbildung 5.12: Schematische Darstellung der Reflexion an der Antireflexschicht. Die Frequenzen im THz-Puls, für die die Antireflexbedingungen erfüllt sind, können die Schicht ohne reflektierten Anteil passieren; die übrigen Frequenzen werden zumindest teilreflektiert.

Die Messungen finden im THz-Reflexionsaufbau (vgl. Abbildung 2.6) statt. Dabei werden sowohl die THz-Reflexion einer Metalloberfläche, die als Referenz dient, und die Reflexion von der Antireflexschicht im Zeitbereich aufgezeichnet. Aus diesen Zeitbereichsdaten errechnet man mittels einer Fourier-Transformation die Spektren Signale. Im Vergleich der beiden Spektren sollten sich dann die Frequenzen identifizieren lassen, die von der Beschichtung nicht reflektiert werden, für die sie also als Antireflexionsschicht wirkt. Diese Frequenzen sollten nämlich im Spektrum des reflektierten Signals deutlich schwächer sein als in dem Spektrum der Reflexion der Metallreferenz, da diese alle Frequenzen gleich gut reflektiert (vgl. hierzu Abbildung 5.12). Durch einen Vergleich beider Spektren (vorzugsweise in genormter Form) sollten sich die Eigenschaften der Antireflexbeschichtung bestimmen lassen.

5.3.3 Messungen und Ergebnisse

Die Messungen fanden an einer Metallreferenz und an den oben beschriebenen drei Proben mit einer jeweils unterschiedlichen, aber unbekannten, Dicke der Antireflexionsschicht statt. Dabei ergaben sich die in Abbildung 5.13 gezeigten Spektren. Zum besseren Vergleich der Referenz- und Probenspektren ist das Referenzspektrum jeweils in normierter Form hinter die Spektren der einzelnen Proben gelegt. Man erkennt deutlich die Frequenzen, für die die Antireflexbeschichtung wirkt; bei denen also im reflektierten Strahl diese

Frequenzen nicht mehr vorhanden sind.

Eine verbesserte Darstellung der Ergebnisse erhält man, wenn man die frequenzabhängigen Leistungswerte der Probenspektren durch die dazugehörigen Werte des Referenzspektrums dividiert. Dadurch lassen sich die Frequenzen, die in dem von der Probe reflektierten Signal deutlich geringer vorhanden sind als im Referenzsignal, klar erkennen. Die Minima identifizieren diese Frequenzen sehr deutlich. Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind in Abbildung 5.14 dargestellt.

Mit diesen Ergebnissen kann man nun noch auf die tatsächliche effektive Dicke der Antireflexschicht schließen. Im Prinzip kann man die Bestimmungsgleichung (5.17) für die Dicke der Antireflexschicht unter Verwendung des Zusammenhangs zwischen Wellenlänge, Frequenz und Lichtgeschwindigkeit ($c = \nu\lambda$) in eine Geradengleichung umformen:

$$\nu_{AR}(k) = k \cdot \frac{c}{2dn_{AR}} + \frac{c}{4dn_{AR}} \quad (5.18)$$

Aus der Steigung dieser Geraden lässt sich bei bekannten Frequenzen, für die die Antireflexschicht wirkt, die Dicke der Schicht ableiten. Trägt man für die Ergebnisse der Messungen die Antireflexionsfrequenz gegen die jeweilige Ordnung der Antireflexionsbedingung k auf, so ergibt sich der in Abbildung 5.15 gezeigte Graph.

Daraus lassen sich folgende Dicken für die verwendeten Antireflexschichten berechnen:

Ergebnisse der Messungen an den Antireflexschichten		
Probe $\frac{m_{Si}}{m_{Pa}}$	Steigung [THz]	effektive Dicke [μm]
1	0,622	130,3
2	0,770	105,3
3	0,905	89,6

Tabelle 5.3: Auswertung des Graphen aus Abbildung 5.15. Aus den Steigungen lässt sich die effektive Dicke der Antireflexschichten bestimmen. Diese Dicken unterscheiden sich von der Dicke der jeweils verwendeten Aluminiumfolie um eine konstante Differenz. Diese Differenz ist dem Platzbedarf des verwendeten Klebstoffes zuzuschreiben.

Diese Werte sind in sich sehr konsistent, da die effektive Dicke der Proben sich von den verwendeten Dicken der Aluminiumformen immer um einen konstanten additiven Faktor von ca. $60 \mu\text{m}$ unterscheidet. Dieser additive Faktor entspricht dem oben erwähnten

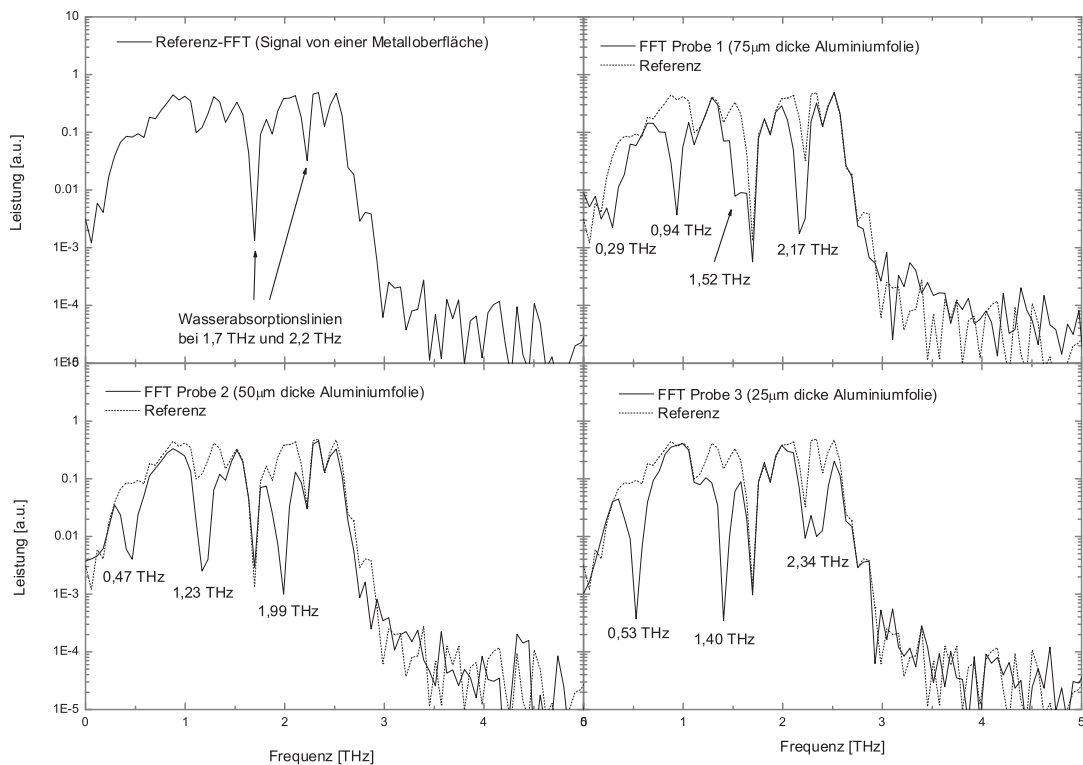


Abbildung 5.13: Frequenzspektrum der THz-Pulse, die an einer Metallreferenz bzw. an den Antireflexschichten reflektiert wurden. Durch einen Vergleich der jeweiligen Spektren können die Frequenzen, für die die jeweilige Schicht keine Reflexion zeigt, identifiziert werden.

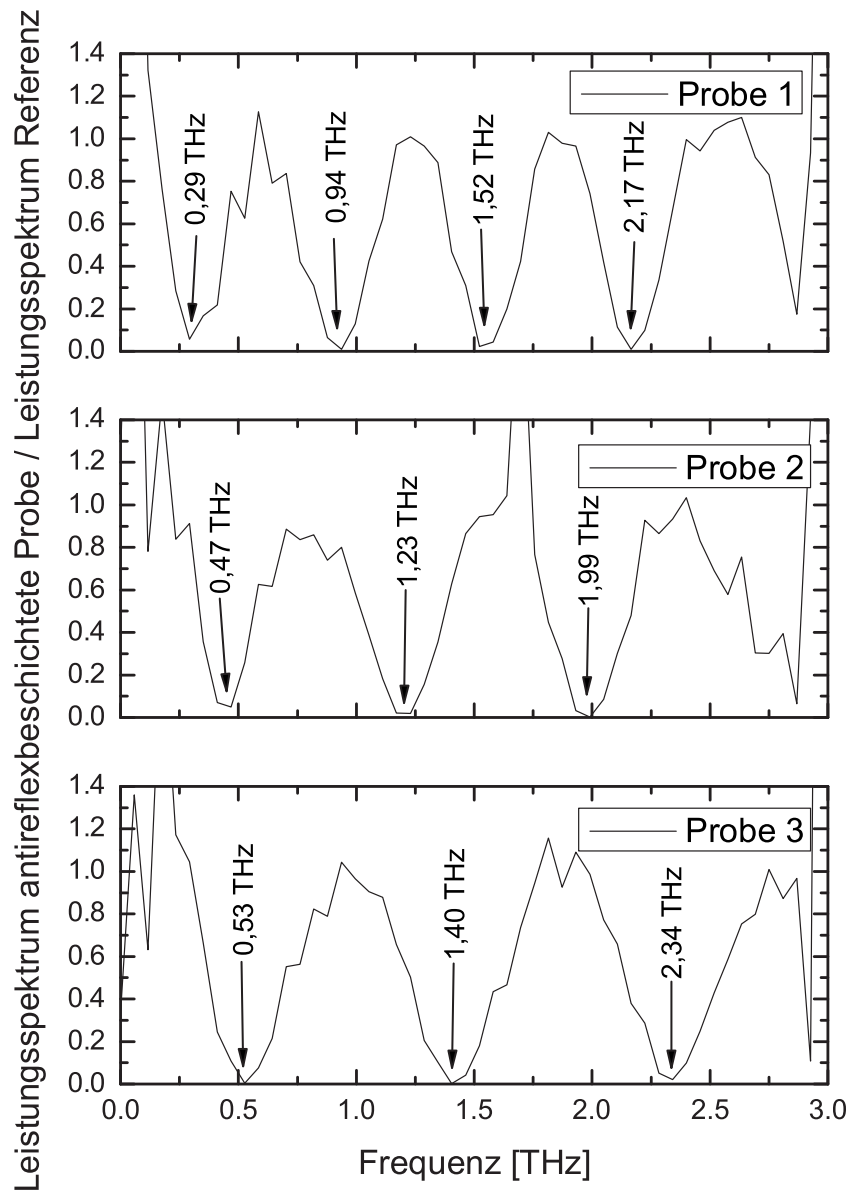


Abbildung 5.14: Frequenzabhängiger Quotient aus dem Spektrum der jeweiligen Reflexion an der Antireflexschicht durch das Referenzspektrum. Die Minima treten immer für die Frequenzen auf, für die die Antireflexbedingungen bei der jeweiligen Dicke der Schicht zutreffen.

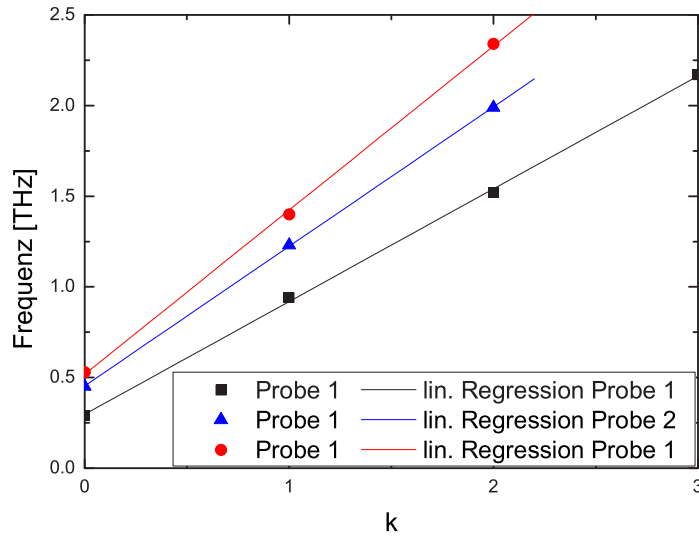


Abbildung 5.15: THz-Antireflex-Frequenz der einzelnen Proben abhängig von der k -ten Ordnung der Antireflexbedingung (5.17). Der Zusammenhang ist linear und aus der Steigung der Messreihen lässt sich die Dicke der Probe nach Gleichung (5.18) berechnen.

Platzbedarf des verwendeten Klebstoffes zwischen dem Silizium-Wafer und der Aluminiumform, der auch zur Gesamtprobendicke beiträgt.

Insgesamt konnte also die prinzipielle Verwendbarkeit des Silizium-Paraffin-Gemisches zur Herstellung einer Antireflexionsbeschichtung für THz-Optiken einwandfrei gezeigt werden. Bei den Frequenzen, für die die mathematischen Bedingungen der Antireflexschicht erfüllt sind, ist die spektrale Leistungen um bis zu drei Größenordnungen kleiner als bei den übrigen Frequenzen. Man kann also davon ausgehen, dass nahezu 100 % der Leistung in diesen Frequenzen in das Medium eingedrungen ist.

6 Fazit und Ausblick

An dieser Stelle soll nun abschließend eine Zusammenfassung der Ergebnisse und Kernaussagen dieser Diplomarbeit gegeben werden und ein Ausblick auf weiterführende Messungen bzw. praktische Anwendungen.

Zu diesen Kernaussagen zählen zunächst die Ergebnisse des dritten Kapitels, in dem gezeigt werden konnte, dass trotz Veränderung der THz-Pulsenergie, die elektrooptisch gemessene, elektrische Feldstärke der THz-Strahlung unabhängig von der verwendeten Strahlapertur des Anregelaserstrahls bei großflächigen Emittoren ist, solange Sättigungseffekte keine Rolle spielen. Eine Vergrößerung der Strahlapertur verringert zwar die THz-Pulsenergie, es kann jedoch gerade bei hohen optischen Pulsenergien, wie sie bei dem verwendeten Lasersystem üblich sind, die Sättigung verringert werden und dadurch größere elektrooptisch gemessene Feldamplituden erreicht werden als bei kleinen Strahlaperturen.

Außerdem stellt ZnTe einen in vielen Bereichen dem GaAs überlegenen THz-Emitter dar. Die emittierten THz-Pulse haben eine höhere Frequenzbandbreite, elektrooptisch konnten höhere Feldstärken gemessen werden und die emittierten THz-Pulse erreichten für hohe Anregepulsennergien die gleichen Werte. Allerdings könnte der GaAs-Emitter durch eine weitere Vergrößerung der Strahlapertur den Vorsprung des ZnTe-Emitters relativieren, da er schon bei geringen optischen Leistungsdichten vollständig sättigt. Somit könnten durch Vergrößerung der Fläche, sowohl im elektrischen Feld als auch bei der THz-Pulsenergie, größere Werte erreicht werden.

Im Kapitel vier konnte zunächst eine gute Übereinstimmung der an Modellsystemen gemessenen Modellreflexionen zu den theoretischen Überlegungen aus den Fresnelschen Gleichungen gezeigt werden. Ferner konnten verschiedenen GaAs-Proben mit teilweise unbekannten THz-Eigenschaften analysiert werden. Dabei wurden sowohl die Eigenschaften einer mehrfachen, teilweise periodischen, Beschichtung aus unterschiedlich dotierten Materialien aufgezeigt, wie auch Materialien mit hoher Absorption identifiziert.

In einem weiteren Schritt wurden die Eigenschaften von Vakkumfett, eines im THz-Bereich häufig verwendeten Zwischenmediums in THz-Optiken, untersucht, wobei eine theoretische Vergleichsmessung der Reflexionen an dünnen Spalten als Referenz zur Auswertung herangezogen wurde.

Ein erster Ausblick auf weiterführende Experimente, hinsichtlich eines Fokus auf eine mögliche Praxisanwendung von THz-Strahlung, wurde mit der Darstellung einer möglichen Messgeometrie für die Untersuchung von Zähnen gegeben. Hier besteht sicherlich noch Bedarf an weiterführenden Untersuchungen.

Im letzten experimentellen Kapitel wurde schließlich die Herstellung eines, im Brechungsindex variablen, Silizium-Paraffin-Gemisches beschrieben und dessen Eigenschaften im THz-Frequenzbereich untersucht. Zudem wurden mögliche Anwendung in Form eines perfekt brechungsindexangepassten Mediums zwischen THz-optischen Komponenten und einer Antireflexbeschichtung für THz-Optiken dargestellt und experimentell getestet. THz-Antireflexbeschichtungen könnten insbesondere für Dauerstrichanwendungen von Interesse sein, da sich bei diesen die Antireflexschicht speziell für die verwendete THz-Frequenz abstimmen ließe. Auch mehrschichtige Antireflexschichten, z.B. für Bandpassfilter oder Breitbandantireflexschichten, könnten aus dem Material hergestellt werden. Dabei sind allerdings eher produktionstechnische als physikalische Probleme zu lösen. Die grundlegende Machbarkeit solcher Systeme wurde durch die Untersuchungen dieser Arbeit gezeigt.

Literaturverzeichnis

- [1] L. Xu, X.-C. Zhang, and D. H. Auston. Terahertz beam generation by femtosecond optical pulses in electro-optic materials. *Appl. Phys. Lett.*, 61(15):1784–1786, 1992.
- [2] W. Nolting. *Theoretische Physik*, volume 3. Zimmermann-Neufang, 1993.
- [3] Brewer. Kapitel II.9 nichtlineare Optik. Online Publication, 10. Oktober 2004. http://www.physik.fu-berlin.de/brewer/ph3_noli.html.
- [4] H. Stöcker. *Taschenbuch mathematischer Formeln und moderner Verfahren*, volume 4. Harri Deutsch, 1999.
- [5] G. Gallot, Jiangquan Zhang, R. W. McGowan, Tae-In Jeon, and D. Grischkowsky. Measurements of the thz absorption and dispersion of ZnTe and their relevance to the electro-optic detection of THz radiation. *Appl. Phys. Letters*, 74(23):3450–3452, 1999.
- [6] Frank Jacob. Quellen und Detektionsverfahren für lasererzeugte intensive THz-Pulse. Master’s thesis, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, 2000.
- [7] H. Stöcker. *Taschenbuch der Physik*, volume 3. Harri Deutsch, 1998.
- [8] P. K. Benicewicz, J. P. Roerts, and A. J. Taylor. Scaling of terahertz radiation from large-aperture biased photoconductors. *J. Opt. Soc. Am. B*, 11(12):2533–2546, 1994.
- [9] C. Winnewisser, P. Uhd. Jepsen, M. Schall, V. Schyja, and H. Helm. Electro-optic detection of THz radiation in LiTaO₃ and LiNbO₃ and ZnTe. *Appl. Phys. Lett.*, 70(23):3069–3071, Juni 1997.
- [10] G. Zhao, R. N. Schouten, N. van der Valk, W. Th. Wenkebach, and P. C. M. Planken. Design and performance of a THz emission and detection setup based on a semi-insulating GaAs emitter. *Rev. Sci. Instr.*, 73(4):1715–1719, April 2002.

- [11] Q. Wu, T. D. Hewitt, and X.-C. Zhang. Two-dimentional electro-optic imaging of THz beams. *Appl. Phys. Lett.*, 69(8):1026–1028, August 1996.
- [12] J. R. Hickey and D. B. Daniels. Modified optial system for the golay detector. *Rev. Sci. Instr.*, 40:732–733, Januar 1969.
- [13] QMC Instruments ltd. *Golay cell detector - operation manual*, 2004.
- [14] T. Löffler. *Erzeugung intensiver Pulse im Terahertzfrequenzbereich mittels laser-generierter Plasmen*. PhD thesis, Johann Wolfgang Goethe-Universität, 2003.
- [15] S. A. Self. Focusing of spherical gaussian beams. *Applied Optics*, 22(4):658–661, 1983.
- [16] NEWPORT Corporation. Gaussian beam optics. Online publication, 27. September 2004. <http://www.newport.com/Support/Tutorials/Optics/o2.asp>.
- [17] N. Hasegawa, R. Sachs, T. Löffler, and H. Roskos. Near-field emission of a large-aperture GaAs THz emitter. In *THz 2003 - IEEE International Conference on Terahertz Electronocs*, 2003. P2-2.
- [18] E. Hecht. *Optik*. Addison-Wesley, 1989.
- [19] D. Grischkowsky, S. Keiding, M. van Exter, and C. Fattinger. Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors. *J. Opt. Soc. Am. B*, 7(10):2006–20015, Oktober 1990.
- [20] F. Renner. *Sample: TP920*. Universität Erlangen.
- [21] F. Renner. *Sample: TP944*. Universität Erlangen.
- [22] M. van Exter and D. Grischkowsky. Opticalm and electronical properties of doped sisicon from 0.1 to 2 THz. *Appl. Phys. Lett.*, 56(17):1694–1696, 1990.
- [23] Teravision. Tissue catalogue a + b, 2001.
- [24] R. Schulze. Persönliche Mitteilung, 2003.
- [25] Z. Jian, J. Pearce, and D. M. Mittleman. Characerizing individual scattering events by measuring the amplitude and phase of the electric field diffusing through a random medium. *Phys. Rev. Lett.*, 91(3):33903, Juli 2003.

- [26] J. Pearce, Z. Jian, and D. M. Mittleman. Statistics of multiply scattered broadband terahertz pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 91(4):43903, Juli 2003.
- [27] Logitech. Dichte von Paraffin. Persönliche Mitteilung.
- [28] N.W. Ashcroft and N. D. Mermin. *Festkörperphysik*. Oldenbourg, 2001.
- [29] Mathe Lexikon. Dichteste Kugelpackung. Online publication, 10. Oktober 2004. www.lexikon-definition.de/Dichteste-Kugelpackung.html.
- [30] M. H. Freeman. *Optics*. Butterworths, 1990.

Danksagung

Ich möchte mich hiermit bei den zahlreichen Beteiligten der Arbeitsgruppe „Ultrakurzzeit Spektroskopie und Terahertz-Physik“, die am Entstehungsprozess dieser Arbeit beteiligt waren, herzlichst bedanken. Der Dank richtet sich dabei nicht ausschließlich auf die fachliche Zusammenarbeit, sondern ist vielmehr auch als Dank für die immer angenehme und freundschaftliche Arbeitsatmosphäre zu verstehen.

Besonders bedanken möchte ich mich in diesem Zusammenhang bei folgenden Personen.

Zunächst ein herzliches Dankeschön an Herrn Prof. Dr. Hartmut Roskos für die Vergabe des Themas, die vielen hilfreichen Diskussionen und die Bereitstellung der nötigen Mittel.

Ein großes Dankeschön auch an meinen Betreuer Dr. Torsten Löffler. Als Ansprechpartner für alle Probleme, die im Laufe einer Diplomarbeit auftreten, war er stetig präsent und ohne seine innovativen Ideen, wäre diese Arbeit in der vorliegenden Form sicherlich nicht entstanden.

Bedanken möchte ich mich auch bei Prof. Dr. Ernst Mohler für die Übernahme des Zweitgutachtens dieser Arbeit.

Ein großes Dankeschön gilt auch Robert Wipf, Marc Thomson und Johanna Kolb, die durch die Lösung vieler (manchmal computerbasierter) Schwierigkeiten zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Bei der Feinmechanikwerkstatt unter Herrn Hassenpflug und Herrn Pfeifer möchte ich mich für die ausgezeichnete und unbürokratische Arbeit ebenfalls bedanken.

Frau Jordan und Frau Döring gebührt ebenfalls Dank für die Übernahme eines Großteils der anfallenden Verwaltungsarbeit.

Meinen Eltern Carola Hahn-Ardel und Dr. Thomas Hahn möchte ich sehr dafür danken, dass sie es mir ermöglicht haben, mich jederzeit vollständig auf mein Studium zu konzentrieren.

Ein ganz besonderes Dankeschön gilt meiner Frau Rabea Krätschmer-Hahn, die mich im Entstehen dieser Arbeit immer unterstützt hat - trotz so mancher Stunde, die ich mit dieser Arbeit beschäftigt war, anstatt sie mit ihr zu verbringen. Insbesondere für das Korrekturlesen des für Nicht-Physiker sicherlich nicht gerade spannenden Themas bin ich ihr sehr dankbar.

Tobias Hahn

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Diplomarbeit selbständig verfasst habe und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt wurden.

Frankfurt, den 12. Oktober 2004

Tobias Hahn